MAGNETOPLASTISCHER EFFEKT IN NICKELEINKRISTALLEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität Göttingen

vorgelegt von
Chun-Kau Chow
aus Hong Kong

Göttingen 1975

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534921_0073

MAGNETOPLASTISCHER EFFEKT IN NICKELEINKRISTALLEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität Göttingen

vorgelegt von

Chun-Kau Chow
aus Hong Kong

Göttingen 1975

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent : Prof. Dr. U. Nembach
Korreferent : Prof. Dr. P. Haasen
Tag der mündlichen Prüfung : 30. Okt. 1975

Seite

1. Einleitung 1

2. Experimentelle Methoden 3

2.1 Kristallzucht 3

2.2 Verformung 6

2.3 Erzeugung des Magnetfeldes 7

2.4 Verformung bei verschiedenen Temperaturen 8

3. Ergebnisse 9

3.1 Beweis, daß die Bloch-Wand-Bewegung die Fließspannung der Nickeleinkristalle beeinflußt 9

3.2 Einfluß der Wechselkraft auf die Fließspannung 13

3.3 Fließspannungserniedrigung ($\Delta\tau_{BW}$) von Ni im Wechselmagnetfeld 23

3.3.1 $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion der Magnetfeldstärke und Ableitung 23

3.3.2 $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion der Ableitgeschwindigkeit und Frequenz des Magnetfledes 30

4. Diskussion der Ergebnisse 40

4.1 Versetzungsmodell 40

4.2 Aktivierungsvolumen und τ_S 46

4.3 Fließspannungsänderung beim einmaligen Durchlauf der Bloch-Wand 48

5. Vergleich der Meßergebnisse mit anderen Methoden 56

5.1 Experimentelle Methoden 58

5.2 Ergebnisse 60

Seite

6. Einfluß der Bloch-Wand auf das Aktivierungsvolumen 69

7. Zusammenfassung 76

Anhang 77

Literaturangabe

1. Einleitung

Ist in einem ferromagnetischen Kristall die Magnetostriktion von Null verschieden, so entstehen in diesem Eigenspannungen, die von der Bloch-Wand verursacht werden [1,2,3]. Grund hierfür ist, daß die spontane Magnetisierung in der Bloch-Wand eine andere Richtung hat als im übrigen Kristall.
Die Wechselwirkungen zwischen den Eigenspannungsfeldern von Bloch-Wänden und Versetzungen sind schon lange bekannt. [1-3] Früher interessierte man sich besonders für die Anfangssuszeptibilität und Koerzitivkraft von verformten Ferromagnetika.[2,3,27-29] Die Wechselwirkungen zwischen Bloch-Wänden und Versetzungen während plastischer Verformung interessierte in letzter Zeit verschiedene Forscher. [5-14] Hayashi et al.[5] schalteten ein Wechselmagnetfeld (50 Hz, 2400 A/m, 77K) parallel zur Stabachse eines in dynamisch-plastischer Verformung* befindlichen Nickel-Einkristalls und registrierten eine Fließspannungserniedrigung von 2×10^6 N/m^2. Dieser Effekt wurde von ihnen "Magnetoplastischer Effekt" genannt.

Die Untersuchungen des magnetoplastischen Effekts wurden vielfach mit Einkristallen von Nickel und Nickellegierungen [8,14] durchgeführt. Einige Forschungsgruppen haben auch Experimente mit Eisen [11] und Dysprosium [12] gemacht und haben in allen Fällen den magnetoplastischen Effekt beobachtet, für Dysprosium auch in seinem antiferromagnetischen Zustand (oberhalb 80K).

In dieser Arbeit werden die Einflüsse untersucht, die Temperatur, Abgleitgeschwindigkeit und Frequenz und Feld-

---

* Dynamisch-plastische Verformung ist eine Verformung mit konstanter Abgleitungsgeschwindigkeit. Im Weiteren wird sie mit Verformung bezeichnet.

stärke des Wechselmagnetfeldes auf den magnetoplastischen Effekt von Nickel-Einkristallen haben.
Nickel-Einkristalle wurden ausgewählt, weil der Verformungsmechanismus dieser Kristalle schon weitgehend bekannt ist. [15-17] In dieser Arbeit wird bewiesen, daß die Wechselwirkung zwischen Bloch-Wand und Gleitversetzung auf einer kurzreichweitigen Kraft beruht. Nach einem Verformungsmodell von Seeger [17] läßt sich die Fließspannungsabnahme $\Delta\tau_{BW}$ bei Einschalten eines Wechselmagnetfeldes als Funktion der Frequenz f des Magnetfeldes, des Aktivierungsvolumens v_H der Abgleitungsgeschwindigkeit $\dot{a}$ und der Temperatur T beschreiben (siehe § 4) und experimentell gut bestätigen.

2. Experimentelle Methoden

2.1 Kristallzucht

Die Nickeleinkristalle wurden mit einem Hochfrequenzgenerator (Fa. Philips, 12KW Generator 0.5 MHz) im Zonenschmelzverfahren unter Schutzgas hergestellt. Ausgangsmaterial waren Nickelstäbe der Material Research Corporation, New York. Der Reinheitsgrad war 99.99 %. Die Hauptverunreinigungen wurden von der Firma wie folgt angegeben [ppm]:

Fe : 45	O : 20	C : 20
Sn : 15	N : 13	In: 6

Alle weiteren Verunreinigungen waren weniger als 5 ppm. Die Stäbe wurden von 6,3 mm auf 2,5 mm Durchmesser ohne Zwischenglühen gehämmert und in 15 cm lange Stäbe geschnitten.

Ein Keim mit der <123> Orientierung wurde im Elektronenstrahlofen unter Vakuum an den Rohling angeschweißt. Der Rohling mit Keim wurde in einem Keramiktiegel (Pythagoras) von 0.4 cm Innendurchmesser zentrisch mit Aluminiumoxidpulver eingestampft. Den Tiegel umgab ein 20 cm langes Graphitrohr als induktiver Aufnehmer, dessen Wandstärke 1mm betrug. Sein Außendurchmesser war 1 cm. Um ein vollständiges Aufschmelzen des Keimes zu verhindern, ragte die untere Keimhälfte aus dem Graphitaufnehmer heraus. Zwei weitere ineinandergesteckte Pythagoras-Tiegel verminderten die Wärmestrahlung nach außen. Die Hohlräume wurden mit Al_2O_3 Pulver gefüllt. Durch die Tiegelöffnungen konnte Argon auf den eingebetteten Rohling geblasen werden, so daß eine Oxidation der Oberfläche vermieden wurde. Nach einer Aufheizzeit von 15 Minuten wurde die Tiegel-Anordnung mit einer Geschwindigkeit von 4 cm/h durch die Arbeitsspule des HF-Generators gesenkt. Die Spule hatte 4 Windungen und einen Durchmesser von 7 cm.

Die eingestellte Leistungsabgabe des HF Generators war 2 KW (Handradstellung 22.5, Gitterstrom für den Regler 200 mA).

Nach der Abkühlung wurde der Kristall vorsichtig aus dem Tiegel herausgenommen. Das anhaftende Al_2O_3 Pulver wurde vorsichtig mechanisch entfernt. Der Kristall wurde dann in konzentrierter Salpetersäure geätzt, um festzustellen, ob er ein Einkristall war. Dann wurde der scheinbare Einkristall mit der Funkenerosionsmaschine vom Keim getrennt und seine Orientierung mittels Laue-Aufnahmen bestimmt. Die Laue-Aufnahmen der beiden Stirnflächen zeigten für die meisten Kristalle eine Orientierungsänderung von 3-4° auf 15 cm. (20 % Perchlorsäure, 80 % Äthnol 12 V 20°C). Sein Durchmesser wurde ständig kontrolliert. Der Einkristall wurde dann falls erforderlich, vorsichtig mit Schmirgelpapier solange bearbeitet, bis die Oberflächenfehler abgetragen waren. Anschließend wurde er elektrolytisch poliert. Dann wurde er in Quarzrohr unter Argon eingeschmolzen, eine Woche lange bei 1150 $\pm$ 50° C geglüht und schließlich im Ofen abgekühlt. Der Kristall wurde geätzt und geröngt, um die mögliche Orientierungsänderung oder Rekristallisation an der Oberfläche festzustellen. Für die meisten Kristalle wurde eine Orientierungsänderung von 1-2° registriert, die wahrscheinlich durch Umordnung der Kleinwinkelkorngrenzen bedingt war. Mit einer Laubsäge wurden die Kristalle in 5,6 cm lange Stücke geschnitten und unter Argon an zwei 8 mm Messingkugeln hartgelötet. Der Kristall wurde noch einmal elektrolytisch poliert, dabei wurden die Messingkugeln mit Lack abgedeckt.

Die fertigen Proben waren 4 cm lang, 2,4 mm dick. Die Abweichung des Durchmessers einer Probe war kleiner als $\pm$ 2 %. Die Orientierungsänderung in einer Probe war kleiner als $\pm$ 1°. Die Stabachsen aller Proben lagen innerhalb 4° von dem Vektor, der einen Winkel von 43° mit der Gleitrichtung $<\bar{1}01>$ und 48° mit der Gleitebenennormale <111> bildet (Fig. 2.1). Der Schmidtfaktor, der Durchmesser und die Länge wurden für jede Probe einzeln berechnet.

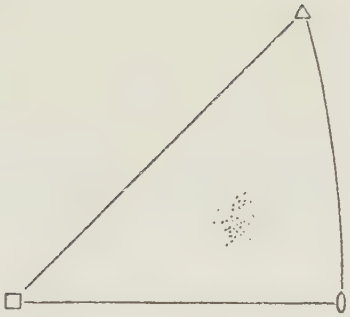


Fig. 2.1 Orientierung der Stabachsen aller Proben

2.2 Verformung

Die Nickeleinkristalle wurden in der Zerreißmaschine Fa. Instron, Modell: TT-BM-L verformt. Die Last wurde mit einer Druck- und Zuglastzelle (Fa. Hottinger, Typ UK 100)gemessen. Die Messbrücke (Hottinger KWS/II-5) war fähig, Wechsel-Signale bis 1,5 KHz zu messen. Das Registrierungsgerät (Fa. Rikadenki Dreikanalschreiber B 361) hat aber eine Zeitkonstante von 0.1 Sec. Für schnelle Vorgänge wurde ein Speicher-Oszillograph (Fa. Hewlett-Packard, 181 A) benutzt und fotographiert.

Der Edelstahlstab zwischen der Probe und der Lastzelle wog 940 Gramm. Deswegen ist bei 10 Hz und einer Amplitude von 1 µm eine maximale Trägtkeitskraft von 4×10^{-2} Newton zu berücksichtigen. Dies entspricht einer Schubspannung von 4×10^{3} N/m^2.

Die Messungen wurden im Bereich II der Verformungskurve gemacht, da es sich zeigte, daß der magnetoplastische Effekt im Bereich II weder von der Abgleitung noch der Schubspannung abhängig ist. Damit wurde die Interpretation nicht durch die Abgleitabhängigkeit erschwert.

2.3 Erzeugung des Magnetfeldes

Das Wechselmagnetfeld, das die Bloch-Wände in der Probe bewegte, wurde mit einer Spule erzeugt. Die Spule war 15 cm lang, hatte einen Innendurchmesser von 1,5 cm und einen Außendurchmesser von 5 cm (10 Lager Kupferdraht d = 1 mm). Der Spulenkörper war ein nicht-ferromagnetisches Edelstahlrohr. Um die Wirbelströme zu verhindern, wurden mehrere Längsschnitte an dem Rohr gemacht. Das Magnetfeld wurde mit einer Hallsonde geeicht (1A $\hat{=}$ 9200 A/m), In der Mitte der Spule war das Magnetfeld 5 cm lang auf $\pm$ 1 % konstant.

Ihr Wechselfeldverhalten wurde ebenfalls mit einer Hallsonde kontrolliert. Bei einer konstanten Strom-Amplitudenzufuhr betrug die erzeugte Magnetfeldstärkeabnahme bei 100 Hz weniger als 0,5 %. Der metallische Spulenkörper hat also das Magnetfeld unterhalb 100 Hz nicht abgeschirmt.

Die Spule wurde mit einem stromrückgekoppelten Gleichstrom-Leistungsverstärker (max. Ausgangsstrom $\pm$ 10A) betrieben. Die Stromquelle waren Batterien ($\pm$ 20 V). Bei dem Arbeitsstrom von 4 A blieb der Ausgangsstrom von Null bis 100 Hz konstant.

Das Wechselmagnetfeld hatte eine Dreiecksform, damit die Bloch-Wände einigermaßen mit konstanter Geschwindigkeit getrieben wurden. Durch einen Funktionsgenerator (Hewlett-Packard 3310 B) war es möglich, diese benötigte dreiecksförmige elektrische Spannung zu erzeugen. Bei Einlegen und Wegnehmen einer konstanten Steuerspannung ($\geq$1 V) an dem "External Gate" war es möglich, die Wechselspannung ein- und auszuschalten. Die Ein- und Ausschaltphase konnte zwischen -180° und 180° beliebig vorgewählt werden. Die Wechselspannung wurde bei Abschalten der Steuerspannung bei der gewählten Phase festgehalten. Die Änderung der Ausgangsspannung war immer stetig.

In unserem Experiment wurde die Wechselspannung beim Maximum des Sägezahns ein- und ausgeschaltet. Die Gründe dieser Maßnahme sind :
1. Der Kristall war beim abgeschalteten Wechselmagnetfeld gesättigt, so daß die Bloch-Wände sich nicht bewegen konnten.
2. Der Kristall hatte seine kürzeste Form (negative Magnetostriktionskonstante). Beim Einschalten des Wechselmagnetfeldes wurde der Kristall mit abnehmender Feldstärke länger und nicht zusätzlich plastisch verformt.

Die Frequenzen des Wechselfeldes wurden von 0.1 bis 50 Hz variiert. Bei der tiefen Temperatur (unterhalb 150K) wurde wegen der kleinen Eindringtiefe des Magnetfeldes in den Nickelkristall nur maximal 10 Hz genommen. Für 77 K hat das Feld von 10 Hz gemittelt über die ganze Probe 80 % der Amplitude des angelegten Feldes.(gerechnet mit $\mu = 300\mu_o$ Spez. Widerstand : 0.5×10^{-8} Ωm). Für 200 K und 50 Hz hat das gemittelte Feld 90 % (Spez. Widerstand 3.1×10^{-8}Ωm).

2.4 Verformung bei verschiedenen Temperaturen

Der magnetoplastische Effekt wurde bei neun Temperaturen untersucht : 77, 90, 119, 123, 135, 161, 186, 240 und 290 K. 77 und 90 K waren flüssige Stickstoff- bzw. Sauerstoff-Temperaturen. 290 K wurde mit einem Wasserbad erzeugt. Für die anderen Temperaturen wurde Isopentan benutzt und mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Die Temperatur wurde mit einem geeichten Fe-konstanten Thermoelement dicht an der Probe gemessen. Sie konnte innerhalb $\pm 4^o$ konstant gehalten werden.

3. Ergebnisse

3.1 Beweis, daß die Bloch-Wand-Bewegung die Fließspannung des Nickeleinkristalls beeinflußt

Hayashi [5] hat gefunden, daß die Fließspannung des Nickel-Einkristalls sinkt, wenn ein Wechselmagnetfeld (50 Hz, 2400 A/m) während der plastischen Verformung eingeschaltet wird. Nembach [7] zeigte aber, daß diese Fließspannungserniedrigung auch teilweise direkt durch Magnetostriktion bedingt sein kann.

Auf Grund der Magnetostriktion ist nach Einschalten des Wechselmagnetfeldes eine mechanische Schwingung der Zugspannung überlagert. Die Abgleitung a kann man angeben durch

$$a\,(t) = \dot{a}_m t - a_1 |\sin \omega (t-t_o)| \qquad (3.1)$$

mit $\dot{a}_m$ = Abgleitgeschwindigkeit der Instron-Maschine

a_1 = die Wechselabgleitsamplitude durch Magnetostriktion

ω = Kreiselfrequenz des Magnetfeldes.

Nach der Rechnung von Nembach [7] ist die mittlere Schubspannung gemittelt über eine Periode beim eingeschalteten Wechselmagnetfeld bei $t = t_o$:

$$\bar{\tau}\,(t) = \tau\,(t_o) + c_p \dot{a}_m\,(t-t_o) + a_1 (c_p - 0.5\, C_e)$$

wobei $c = \frac{d\tau}{da}$ den Verfestigungsanstieg bedeutet; der Index p steht für "plastisch" und e für "elastisch". Für Ni bei 77 K im Bereich II ist $c_p = 2 \times 10^8$ N/m^2, $c_e = 8 \times 10^{10}$ N/m^2.

Die Lastabnahme durch die Wechselabgleitung ist :

$$\Delta\tau = a_1 (c_p - 0.5\, c_e)$$

Nach dieser Überlegung hat Nembach das folgende Experiment gemacht. Ein Cu-Einkristall (4 cm lang, 0,4 cm Durchmesser) wurde in der Instron-Maschine verformt. Ein 4 cm langer 1,3 cm dicker, hartverformter Nickelstab wurde an den Messingstab zwischen der Lastzelle und der Cu-Probe gelötet. Mit einem Wechselmagnetfeld (50 Hz 18 x 10^4 A/m Spitze-Spitze) wurde der Nickelstab in Schwingungen versetzt, und eine mechanische Wechselspannung der Cu-Probe überlagert. Die gefundene mittlere Lastabnahme von 1,5 Newton stimmte sehr gut mit der Theorie überein. Damit war gezeigt, daß mindestens ein Teil der von Hayashi gemessenen Lasterniedrigung direkt von der Magnetostriktion herrührte.

Um den Punkt zu klären, ob die sich bewegenden Bloch-Wände die Fließspannung erniedrigen, wurde das folgende Experiment gemacht :
In der Verformungsmaschine wurden zwei identische Nickeleinkristalle S_1 und S_2 übereinander gehängt (Fig. 3.1). Die Längenänderung der Proben wurden mit induktiven Wegaufnehmern D_1 und D_2 gemessen. Durch die Spulen c_1 und c_2 können Magnetfelder erzeugt werden. Am Anfang befanden sich die beiden Proben im gleichen Magnetfeld von 4 x 10^4A/m. Das ist genug für die Sättigung. Die Instron-Maschine wurde angefahren (Fig. 3.2). Die beiden Proben verformten sich mit der gleichen Geschwindigkeit. Zur Zeit t_1 wurde ein Wechselfeld von 1 Hz mit der gleichen Amplitude wie das Gleichfeld in die Spule c_1 geschickt. Das Gleichfeld verhinderte jede mögliche Bloch-Wand-Bewegung in S_1, die von mechanischen Wechselspannungen herrührte.[35)] Die beiden Proben hatten die gleiche Zugkraft und die gleiche überlagerte Wechselkraft, die von der Magnetostriktion der Probe S_1 kam. Der Unterschied zwischen den beiden Proben war: in Probe S_1 bewegten sich die Bloch-Wände, in S_2 nicht.

Sofort nach Einschalten des Wechselfeldes bei t_1 sank die Last. S_1 verformte sich allein. S_1 war nun tatsächlich weicher als S_2 geworden. Bei t_2 verformte S_2 sich wieder, weil sich inzwischen S_1 verfestigt hatte.

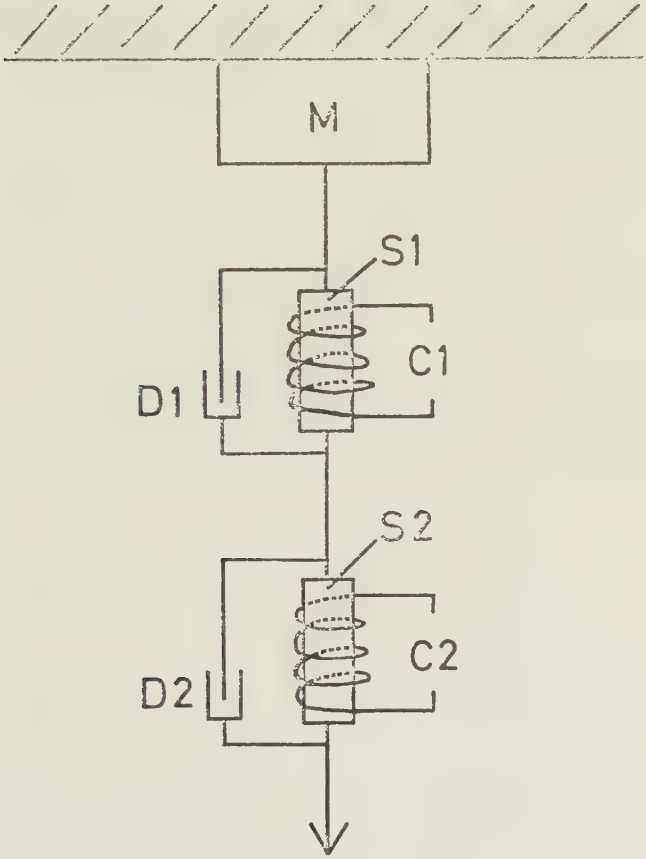


Fig. 3.1 Versuchsanordnung, S_1 und S_2 identische Nickel-Einkristalle, P_1 P_2 induktive Wegaufnehmer, c_1 c_2 Spulen, M Lastzelle

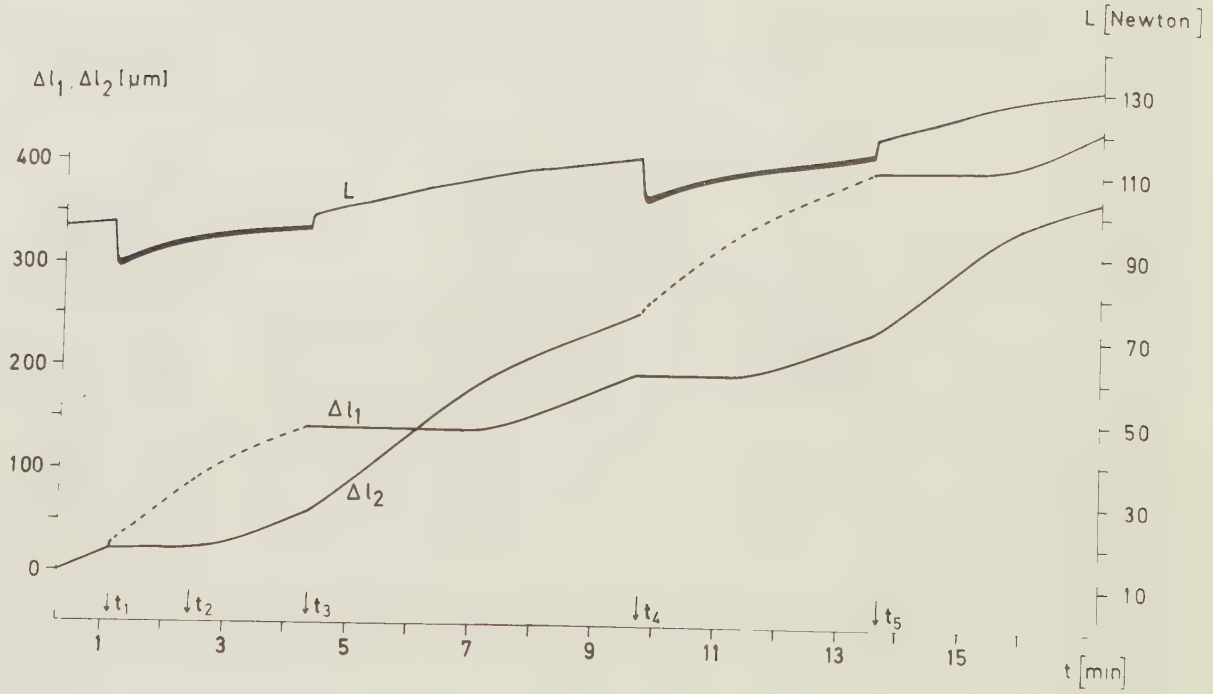


Fig. 3.2 Änderung der Länge $\Delta l_1, \Delta l_2$ und der Last L bei eingeschaltetem Wechselmagnetfeld (----). Die durchgezogene Linie deutet ein konstantes Magnetfeld an. Der Maximalwert des Magnetfeldes beträgt 4×10^4 A/m.

Bei t_3 wurde ein Gleichstrom in c_1 geschickt. Die Längenänderung des Kristalls S_1 hörte auf, da er sich stärker als S_2 verfestigt hatte. Bei t_4 wurde das Experiment wiederholt. Dieses Mal mit dem Wechselfeld an S_2. Man hat das gleiche Ergebnis wie vorher, was zeigt, daß die beiden Proben identisch waren. Die Länge der Proben waren nach dem Experiment nicht mehr gleich, weil die Verformung vom Weg abhängig ist.

Dieses Experiment läßt den Schluß zu, daß die sich bewegenden Bloch-Wände wirklich den Nickel-Kristall weicher machen.

Wenn wir uns für die Wechselwirkung zwischen Bloch-Wänden und Versetzungen interessieren, müssen wir von der gesamten Laständerung den Anteil, der von der mechanischen Wechselkraft herrührt, abziehen. Mit diesem Problem werden wir uns in § 3.2 beschäftigen.

3.2 Einfluß der Wechselkraft auf die Fließspannung

Der Einfluß mechanischer Schwingungen auf das plastische Verhalten von Metallen wurde vielfach untersucht [30,31,32]. Diese Untersuchungen zeigten in KHz-Bereichen eine Fließspannungsabnahme bei einer Schwingungsüberlagerung. In Hz-Bereichen liegen leider keine Untersuchungen vor. Es ist aber denkbar, daß außer der Fließspannungsabnahme durch den Unterschied im Verfestigungskoeffizienten im elastischen und plastischen Bereich, wie Nembach [7] gerechnet hat, auch andere Effekte auftreten. Z.B. die Wechselkraft könnte Gleitversetzungen von ihren Hindernissen befreien. Andererseits tritt beim elastischen Entlasten, was bei einer mit mechanischen Schwingungen überlagerten Verformung in jeder Periode eintritt, ein anderer Effekt auf, der zu Lasterhöhungen führt [33,34]. Er wird oft mit Haasen-Kelly-Effekt [34] bezeichnet. Diese Lastzunahme entsteht durch eine Umordnung der Versetzungen beim Entlasten. Wir wollten experimentell festlegen, was

für Einflüsse die mechanische Schwingung, verursacht durch Magnetostriktion (in unserem Fall 0,1 bis 50 Hz Schubspannungsamplitude um etwa 3×10^5 Newton/ m^2, Längenänderung 1 µm) auf die Fließspannung hat. Wie im folgenden Bericht zu sehen ist, bringt die mechanische Schwingung immer eine Streckgrenze mit sich (Fig. 3.3). Diese Streckgrenze $\Delta\tau_c$ ist oberhalb einer mechanischen Schwingungsamplitude (Fig. 3.4) nicht von der Amplitude abhängig; sie nimmt mit zunehmender Temperatur ab und ist von der Abgleitung a fast unabhängig (a zwischen 0.05 und 0.35).

Der Versuchsaufbau war der gleiche wie in Fig. 3.1. Der obere Kristall S_1 wurde durch einen 4 cm langen, 1 cm dicken, hartgezogenen Nickelstab ersetzt. Mit einem Wechselmagnetfeld wurde der Nickelstab in Schwingungen versetzt. Der Einkristall S_2, der in einem konstanten Magnetfeld ($9{,}2 \times 10^4$ A/m) war, erfuhr diese überlagerte Wechselkraft, ohne daß sich seine Bloch-Wände bewegten. So konnten wir die Lastabnahme auf Grund der Wechselspannung bestimmen.
Fig. 3.3 zeigt ein Beispiel. Vor dem Einschalten des Wechselmagnetfeldes lag ein Gleichfeld am Kristall. Das Wechselfeld wurde gemäß der Beschreibung in § 2.3 eingeschaltet. Es wurde eine mechanische Wechselspannung erzeugt. Die Maxima stiegen zuerst langsam an und hatten dann den Verformungsanstieg wie ohne Wechselfeld. Beim Abschalten des Wechselmagnetfeldes sank die Last, und anschließend hatte die Verformungskurve den ursprünglichen Anstieg.

Der Mittelwert der Wechselspannung liegt deutlich unter der Verformungskurve ohne Wechselkraft, wie Nembach beobachtete. Die Streckgrenze $\Delta\tau_c$ hat eine interessante Eigenschaft, die im folgenden Abschnitt zusammengefaßt wird.

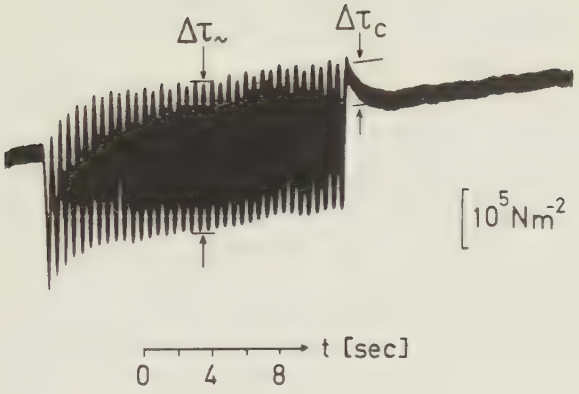


Fig. 3.3 Fließspannungsänderung bei der überlagerten mechanischen Wechselkraft.
f = 1Hz; τ : 5.5 x 10^7 N/m; T: 240 K

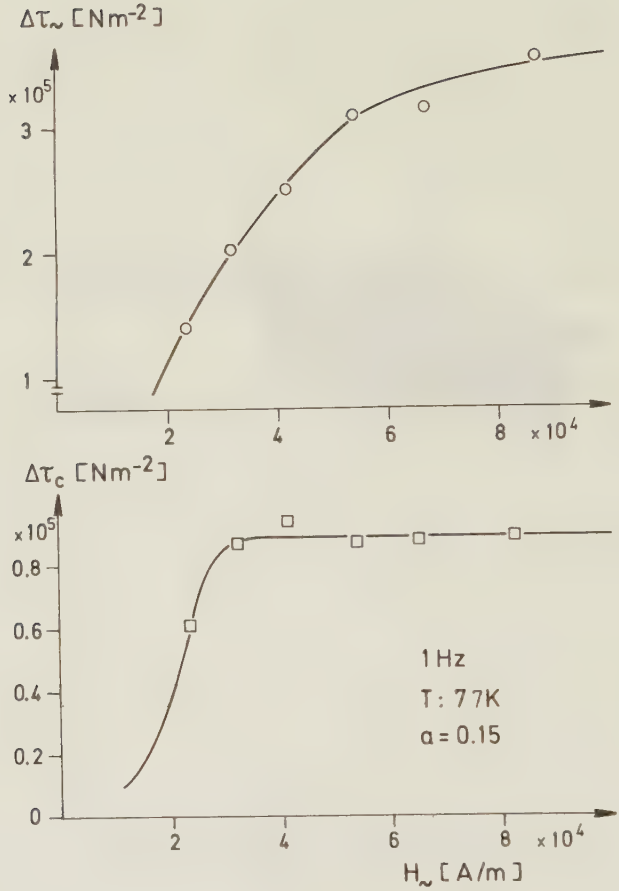


Fig. 3.4 Die Streckgrenze $\Delta\tau_c$ und die mechanische Wechselspannung (spitze Spitze) als Funktion von der angelegten Magnetfeldamplitude
$\dot{a} = 4.2 \times 10^{-5}$ sec $^{-1}$

1) $\Delta\tau_c$ steigt zuerst mit der Wechselschubspannung an (Fig. 3.4). Oberhalb einer Wechselspannung von 2 x 10^5 N/ m^{-2} (spitze Spitze) hat $\Delta\tau_c$ einen konstanten Wert.
2) $\Delta\tau_c$ steigt langsam mit zunehmender Abgleitung. Nach Fig. 3.5 nimmt $\Delta\tau_c$ zwischen a = 0.03 und 0.30 um 10 % zu, was noch fast in der Meßgenauigkeit liegt. Haasen und Kelly [34] haben in ihrem Zugverformungsunterbrechungs-Versuch gefunden, daß die Größe der Streckgrenzen bei allen Temperaturen von 77K bis Raumtemperatur unterhalb der Schubspannung τ = 6 x 10^7 N/ m^2 (entspricht etwa Ende Bereich II bei 77 K) sich wenig ändern.

3) Das Verhalten von $\Delta\tau_c$ mit der Frequenz zeigt Fig. 3.6. Man erkennt eine schwache Frequenzabhängigkeit für 0.1 bis 10 Hz. Die $\Delta\tau_c$ - Werte für 10 Hz liegen etwa 15 % unter den von 1 Hz. In Fig. 3.14a werden wir sehen, daß der mittlere $\Delta\tau_{BW}$ - Wert etwa 10 mal größer als $\Delta\tau_c$ ist. Bei Vernachlässigung dieser Frequenzabhängigkeit erhalten wir einen Fehler von 1.5 %, der noch innerhalb der Messgenauigkeit von $\Delta\tau_{BW}$ liegt.

Bei den Messungen von $\Delta\tau_c$ als Funktion der Frequenz wurde besondere Aufmerksamkeit der Eindringtiefe des Magnetfeldes geschenkt. Der Nickelstab S_1 (Fig. 3.1) wurde durch eine nicht induktive Heizwicklung auf etwa 30°C gehalten, um die Eindringtiefe zu erhöhen. Die Längenänderung des Nickelstabs und der Probe wurde mit einem induktiven Wegaufnehmer gemessen. Dabei wurde festgestellt, daß die Längenänderungen bei 1 Hz und 10 Hz innerhalb des Messfehlers sich entsprachen. Daß die Kraftänderung $\Delta\tau_\sim$ für 10 und 1 Hz ab 30 kA/m zusammenfallen (Fig. 3.6), unterstützt diesen Punkt.
$\Delta\tau_\sim$ bei 0.1 Hz liegt unterhalb $\Delta\tau_\sim$ bei 1 und 10 Hz. Dafür gibt es folgende Überlegung. Differenzieren wir Gleichung 3.1 nach der Zeit und setzen t_o = o, so erhalten wir

$$\dot{a}\,(t) = \dot{a}_m - a_1\,\omega\,\cos\omega t \quad \text{für} \quad o \leq t \leq \pi/\omega$$

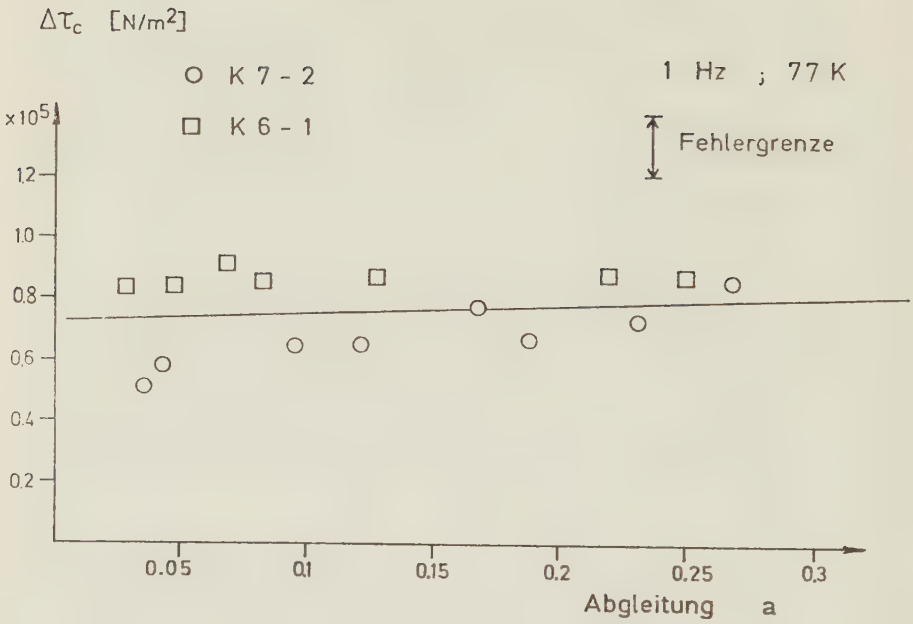


Fig. 3.5 Die Streckgrenze $\Delta\tau_c$ als Funktion von Abgleitung a von zwei Kristallen K 7-2 und K 6-1
$\Delta\tau_\sim$ war 3.2×10^5 Nm^{-2} (Spitze-Spitze)

Für $\omega < \frac{\dot{a}_m}{a_1}$ ist $\dot{a}(t) > 0$. Das heißt, der Kristall wird nicht elastisch entlastet. Die mechanische Wechselkraft ist deswegen klein. In unserem Fall ist $a_1 \approx 0.5 \times 10^{-4}$, $\dot{a}_m = 4 \times 10^{-5}$ sec $^{-1}$.
Es folgt : $\frac{\dot{a}_m}{a_1} \approx 0.8$ sec $^{-1}$, so daß die Wechselkraft $\Delta\tau_\sim$ bei $\omega \approx 0.8$ sec^{-1} (0.13 Hz) klein wird. Das ist auch der Grund, warum bei kleinen Feldern (a_1 klein) $\Delta\tau_\sim$ bei 1 Hz kleiner ist als bei 10 Hz.

Die Untersuchungen bei hohen Frequenzen (> 20 Hz) wurden durch Schwingungen der Verformungsmaschine und der Trägtheitskraft erschwert, so daß eine genaue Messung des $\Delta\tau_\sim$ und der Längenänderung des Nickelstabs nicht möglich waren. Eine grobe Messung zeigte, daß $\Delta\tau_c$ sich zwischen 10 und 30 Hz nur weniger als 5 % änderte.

4) Nach der Überlegung in 3) ist es auch klar, daß $\Delta\tau_\sim$ bei höherer Verformungsgeschwindigkeit kleiner wird. Die Auftragung von $\Delta\tau_c$ und $\Delta\tau_\sim$ als Funktion der Abgleitgeschwindigkeit (Fig. 3.7) zeigt wiederum, daß $\Delta\tau_c$ ein längeres Plateau als $\Delta\tau_\sim$ hat.

5) Die Temperaturabhängigkeit von $\Delta\tau_c$ zeigt Fig. 3.8. $\Delta\tau_c$ fällt mit zunehmender Temperatur mit einer Steigung von 2.3×10^2 N/ m^2 K.

Wir sehen (s. Fig. 3.4 - 3.7), daß $\Delta\tau_c$ für eine gegebene Temperatur ziemlich unabhängig ist von der Gleitgeschwindigkeit, der Magnetfeldstärke und Frequenz des Magnetfeldes. Dagegen ist $\Delta\tau_\sim$ stärker von den Versuchsbedingungen (besonders von der Magnetfeldstärke und Abgleitgeschwindigkeit) abhängig. Es ist zweckmässig, daß wir die Fließspannungsermiedrigung durch Bloch-Wand-Bewegung bis zum Maximalwert der Wechselspannung messen und dann $\Delta\tau_c$ dazu addieren. Die mittlere Fließspannungserniedrigung $\Delta\tau_{BW}$ durch Bloch-Wände ist etwa 10 mal größer als $\Delta\tau_c$ für alle Temperaturen zwischen 77 und 300 K (s. Fig. 3.8 und Fig. 3.14 a-k). Deshalb ist der Fehler von $\Delta\tau_{BW}$ kleiner als $\pm$ 2.5 %, wenn man die Abhängigkeit $\Delta\tau_c$ (a,f) vernachlässigt.

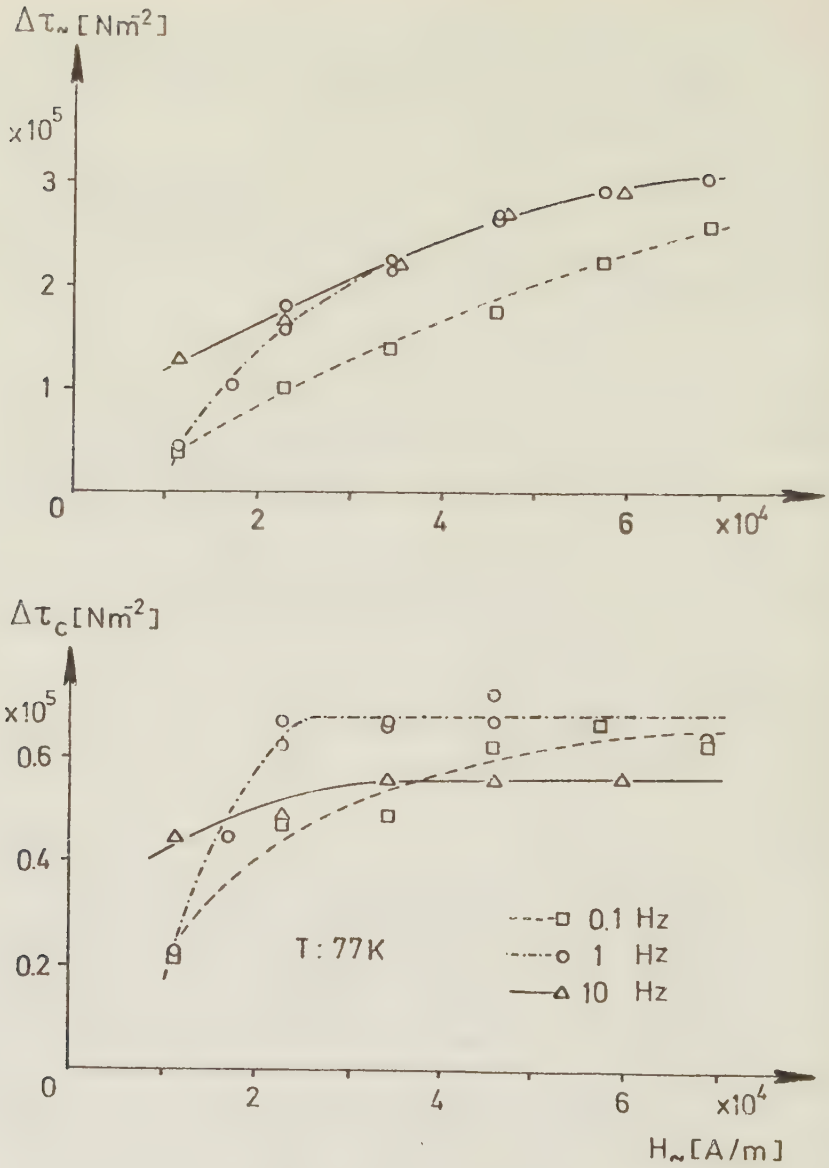


Fig. 3.6 Die Wechselkraft $\Delta\tau_{\sim}$ und die Streckgrenze $\Delta\tau_c$ als Funktion der Amplitude des Magnetfeldes. $\dot{a} = 4 \times 10^{-5}$ sec $^{-1}$. Fehlergrenze für $\Delta\tau_c$ beträgt $\pm$ 0.05 x 10^5 N/m^{-2}

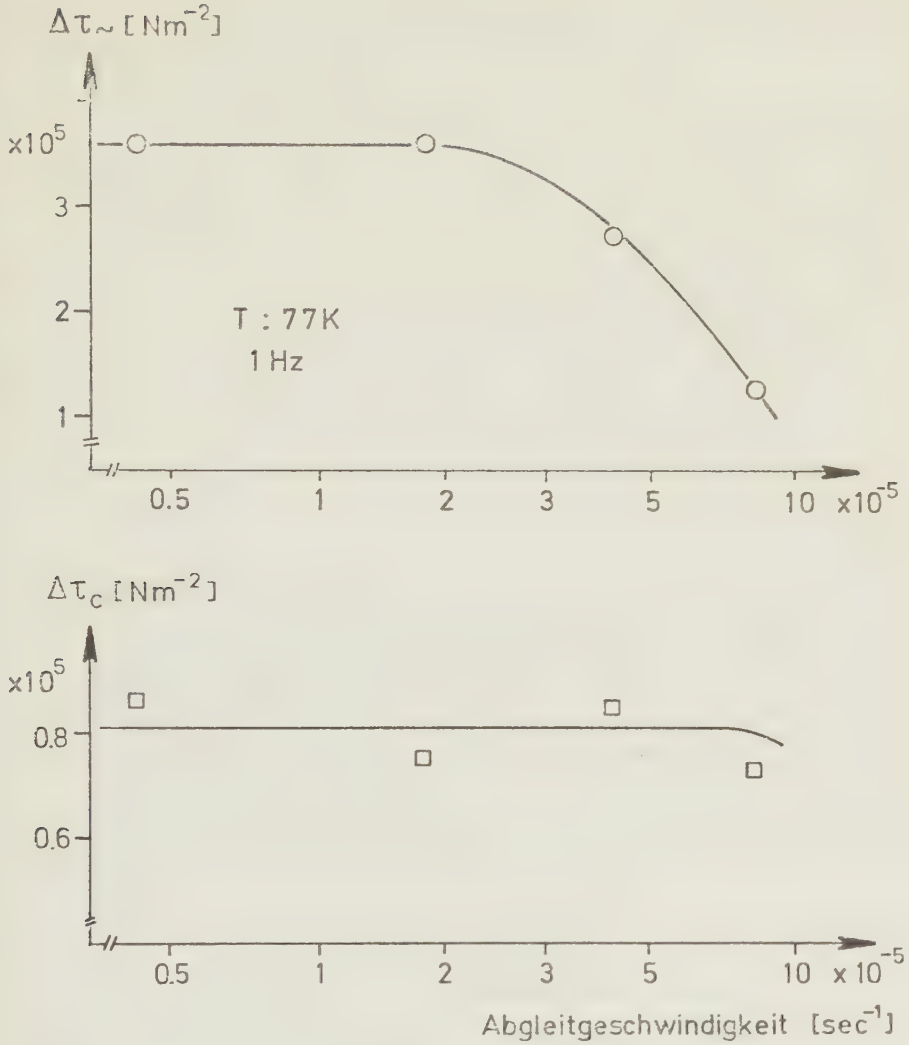


Fig. 3.7 $\Delta\tau_c$ und $\Delta\tau_\sim$ als Funktion der Abgleitgeschwindigkeit

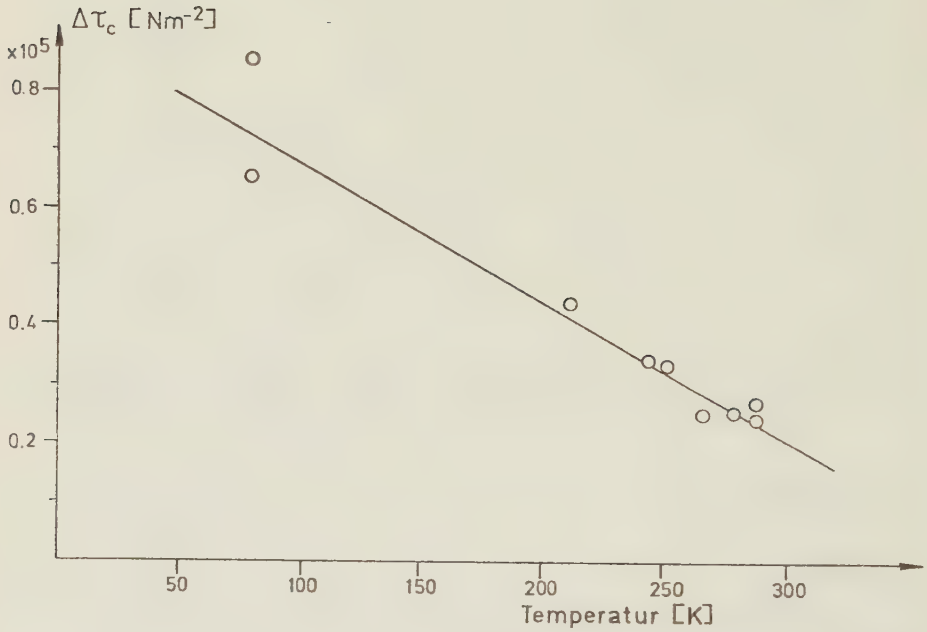


Fig. 3.8 $\Delta\tau_c$ als Funktion von Temperatur

3.3 Fließspannungserniedrigung von Ni im Wechselmagnetfeld

Wenn man während der plastischen Verformung eines Nickel-Einkristalls ein Wechselmagnetfeld einschaltet *, sinkt sofort die Last (Fig. 3.9). Die Last geht durch ein Minimum und erhält wieder den gleichen Verfestigungsanstieg wie vor dem Wechselfeldeinschalten. Beim Abschalten des Wechselfeldes steigt die Last sofort mit der elastischen Steigung an, macht eine kleine Streckgrenze und fällt auf die Extrapolation der Verformungskurve vor dem Wechselfeldeinschalten.
Die Schubspannungserniedrigung durch Bloch-Wandbewegung $\Delta\tau_{BW}$ ist

$$\Delta\tau_{BW} = \Delta\tau + \Delta\tau_c$$

wobei $\Delta\tau$ die Differenz der Schubspannung bis zum Maximum der wechselmechanischen Spannung ist (Fig. 3.9). $\Delta\tau_c$ ist die Streckgrenze bei mechanischer Schwingungs-Überlagerung ohne Bloch-Wandbewegung (§ 3.2, Fig. 3.3).

Der Fehler in der Bestimmung von $\Delta\tau_{BW}$ besteht aus dem Fehler von $\Delta\tau_c$ ($\pm$ 2,5 % s. § 3.2), dem Fehler von dem Registersystem (Auflosungsvermögen des Schreibers $\pm$ $1 \times 10^4 N/m^{-2}$) und der statistischen Schwankung der Last. Der maximale Fehler beträgt $\pm$ 7 % beim mittleren $\Delta\tau_{BW}$.

3.3.1 $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion der Magnetfeldstärke und Abgleitung

$\Delta\tau_{BW}$ hängt von der Wechselmagnetfeldstärke ab. (Fig. 3.10) $\Delta\tau_{BW}$ steigt zuerst mit zunehmender Feldstärke rasch an und bleibt dann konstant. Das kritische Magnetfeld, oberhalb dessen $\Delta\tau_{BW}$ konstant wird, ist nach Fig. 3.10 2×10^4 A/m.

---

*) An dieser Stelle wollen wir noch einmal darauf hinweisen, daß der Kristall sich immer in einem Magnetfeld befindet. Vor dem Einschalten des Wechselfeldes liegt ein Gleichfeld am Kristall. Die Feldstärke des Gleichfeldes ist gleich dem Maximalwert des Wechselfeldes. Die Änderung des das Feldes war immer stetig.

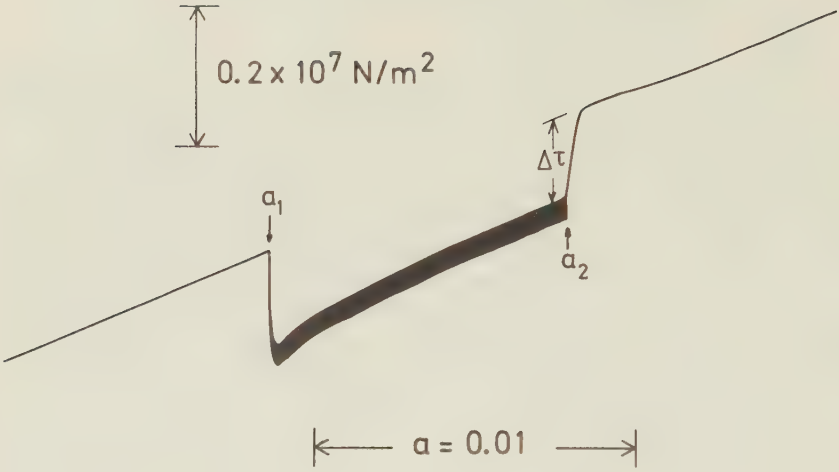


Fig. 3.9 Verformungskurve beim Einschalten (a_1) und Ausschalten (a_2) des Wechselmagnetfeldes. Die Wechselkraft von 2Hz (Magnetfeld 1Hz) könnte nicht aufgelöst werden. (77K. Mitte Bereich II).

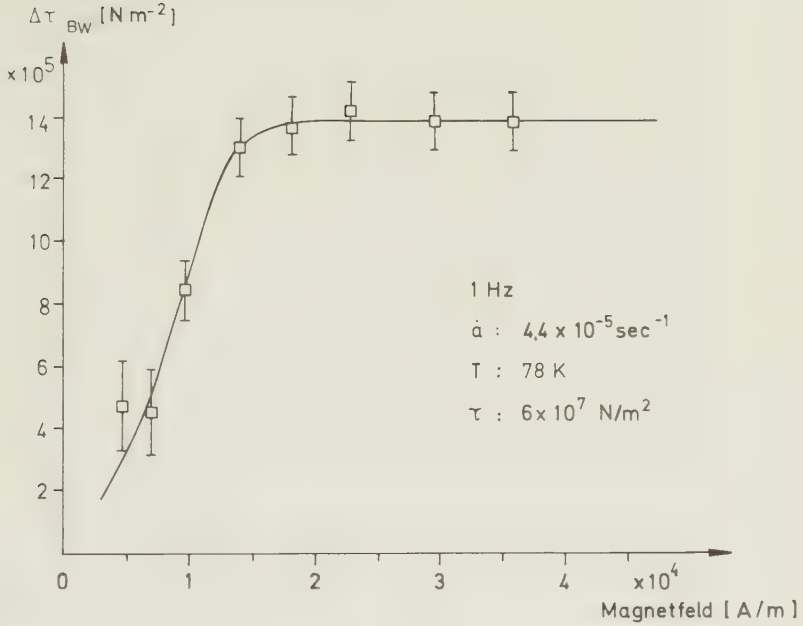


Fig. 3.10 $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion der Amplitude des Wechselmagnetfeldes.

Dieser Wert ist um zwei Zehnerpotenzen höher als die Koerzitivkraft H_c von 1920 A/m *(verformt bis Ende Bereich II in 77°K. H_c gemessen bei 77K ohne Last) Bei anderen Temperaturen und Frequenzen hat man ein ähnliches Bild, nur das kritische Magnetfeld und die Größe von $\Delta\tau_{BW}$ können verschieden sein. Das kritische Feld für 10 Hz (77K) war innerhalb der Messgenauigkeit dasselbe wie für 1 Hz, aber $\Delta\tau_{BW}$ war 16 x 10^5 N/m^2. Bei 240 K ($\dot{a}$ = 5.8 x 10^{-5} sec^{-1} ; τ = 10 x 10^7 N/m^2; f = 10 Hz) haben wir ein kritisches Feld von 3 x 10^4 A/m gefunden, und $\Delta\tau_{BW}$ war 5.2 x 10^5 N/m^2. Das kritische Magnetfeld steigt im allgemeinen mit zunehmender Schubspannung. Aber über diesen Punkt haben wir nicht weiter genau studiert. In den weiteren Versuchen wurden Magnetfeldstärken von $\pm$ 4 x 10^4 A/m benutzt. Das war eigentlich mehr als nötig. Unter dieser Bedingung nahm $\Delta\tau_{BW}$ im Bereich I der Verformungskurve zu, blieb im Bereich II konstant (Fig. 3.11) und nahm im Bereich III langsam ab (Fig. 3.12). Die sich bewegenden Bloch-Wände ändern die Parameter der Verformungskurve innerhalb der experimentellen Genauigkeit nicht. In Fig. 3.13 sind drei Verformungskurven dreier identischer Kristalle dargestellt. Die drei Proben waren aus einem Einkristall herausgeschnitten. Die Verformungstemperatur war 77K, die Abgleitungsgeschwindigkeit war 1.1 x 10^{-4} sec^{-1}. An einer Probe war ein Wechselmagnetfeld (1 Hz; $\pm$ 4.7 x 10^4 A/m) angelegt, an der zweiten und dritten Probe ein Gleichmagnetfeld (5.5 x 10^4 A/m), damit die Bloch-Wände sich nicht bewegen konnten. An der dritten Probe war noch eine mechanische Wechselspannung überlagert. Die mechanische Wechselspannung hatte eine Amplitude von 3 x 10^5N/m^2 und verursachte eine Längenänderungsamplitude der Probe von 0.95 µm. Das Wechselmagnetfeld an dem Kristall 1 verursachte die gleiche Kraft- und Längenänderung.

Fig. 3.11 zeigt, daß sich die Parameter kaum voneinander unterscheiden. Das bedeutet: die Bloch-Wände und die Wechselkraft haben die Versetzungskonfiguration nicht merkbar geändert.

---

* Ich bin Herrn D. Siemers für die Ausführung dieser Messung sehr dankbar.

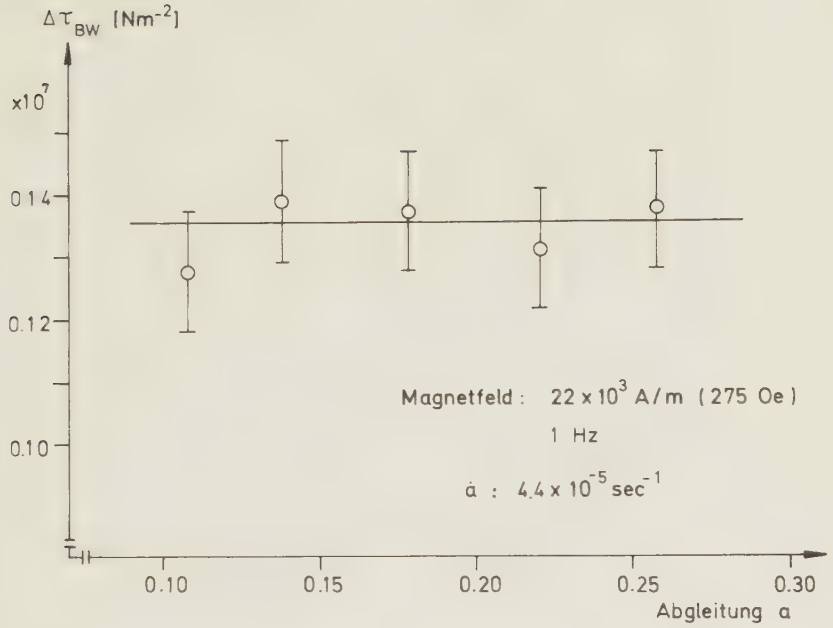


Fig. 3.11 $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion der Abgleitung a; für 77K ist Bereich II zwischen a = 0.1 und 0.35

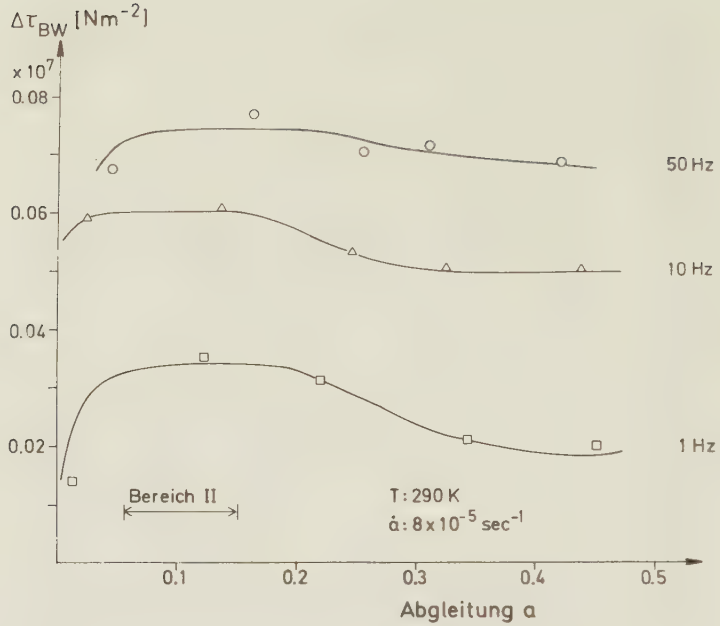
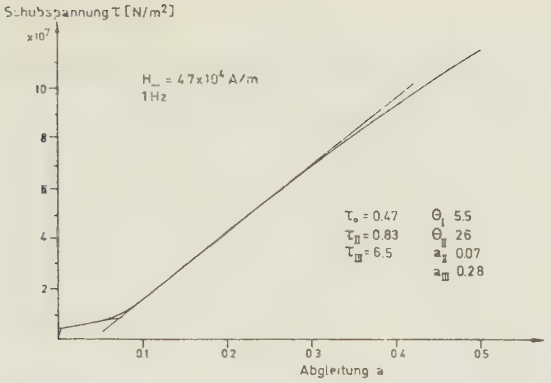
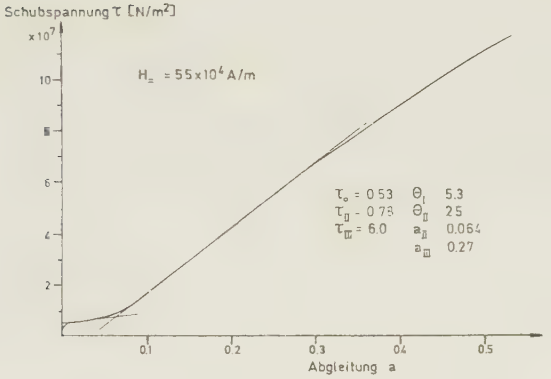
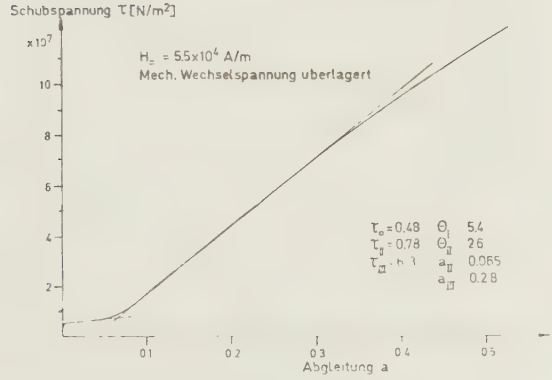


Fig. 3.12 $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion der Abgleitung bei 290 K. Drei Frequenzen sind gezeigt.





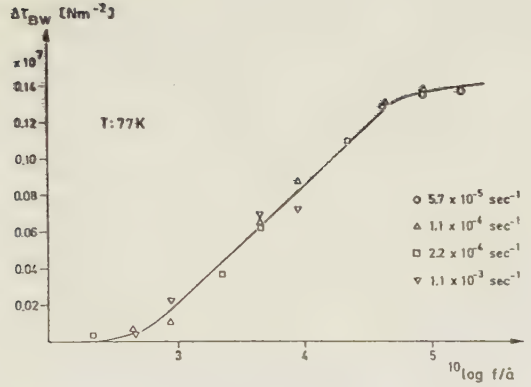


3.13 Verformungskurven dreier identischer Kristalle 77K . $\dot{a} = 1.1 \times 10^{-4}$ sec^{-1}

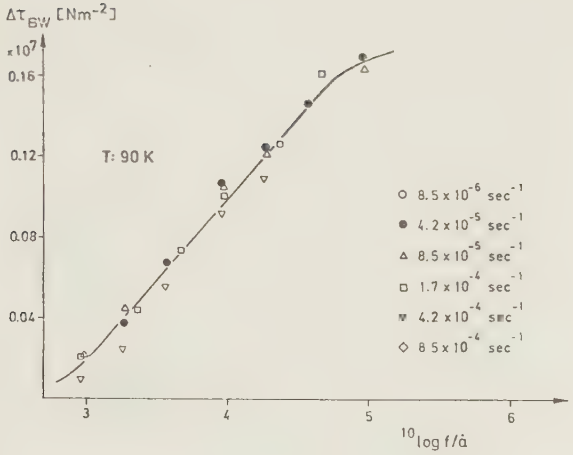
3.3.2 $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion der Abgleitgeschwindigkeit und Frequenz des Magnetfeldes

Um die Abhängigkeit des $\Delta\tau_{BW}$ von der Abgleitgeschwindigkeit und Frequenz des Magnetfeldes zu messen, wurde die Probe zunächst mit einer konstanten Abgleitgeschwindigkeit verformt und $\Delta\tau_{BW}$ bei verschiedener Magnetfeldfrequenz gemessen. Danach wurde eine andere Abgleitgeschwindigkeit genommen und der Versuch wiederholt.

$\Delta\tau_{BW}$ nahm mit der Frequenz f zu und der Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a}$ ab. Wenn man $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion von log f/ $\dot{a}$ aufträgt, bekommt man das folgende Bild (Fig. 3.14 a-k). $\Delta\tau_{BW}$ steigt zuerst langsam mit $^{10}\log f/\dot{a}$ an. Ab $^{10}\log f/\dot{a} \sim 3$ steigt $\Delta\tau_{BW}$ linear an und schließlich nahm $\Delta\tau_{BW}$ ab. (Die Punkte mit demselben $f/\dot{a}$ Wert fallen zusammen) Die Kurven zeigten keine Abgleitungsabhängigkeit, da $\Delta\tau_{BW}$ in Bereich II von Abgleitung nicht abhängt (s. Fig. 3.11 und 3.12).

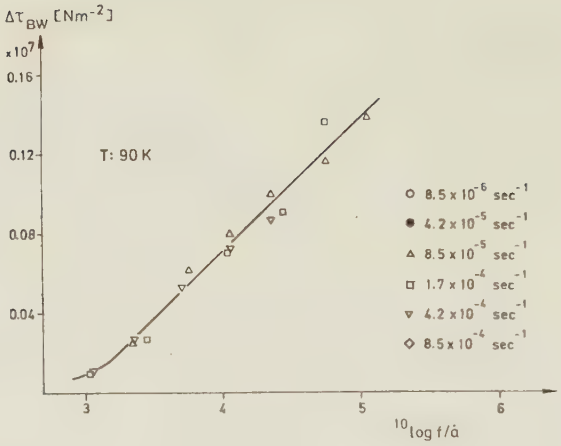

$\Delta\tau_{BW}$ [Nm^{-2}]
x10^7
0.14
0.12
0.10
0.08
0.06
0.04
0.02
T: 77K
○ 5.7 x 10^{-5} sec^{-1}
△ 1.1 x 10^{-4} sec^{-1}
□ 2.2 x 10^{-4} sec^{-1}
▽ 1.1 x 10^{-3} sec^{-1}
3
4
5
^{10}log f/ȧ

(a)

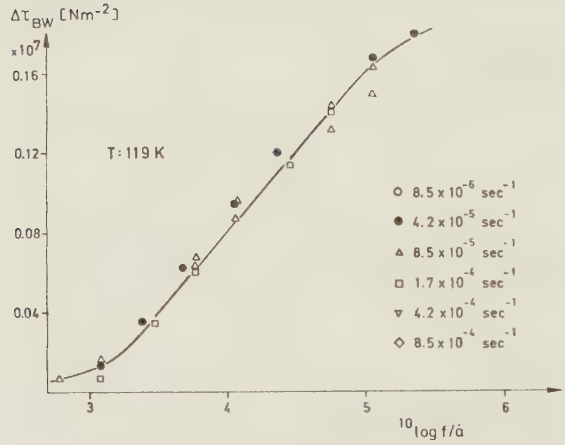

$\Delta\tau_{BW}$ [Nm^{-2}]
x10^7
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 90 K
○ 8.5 x 10^{-6} sec^{-1}
● 4.2 x 10^{-5} sec^{-1}
△ 8.5 x 10^{-5} sec^{-1}
□ 1.7 x 10^{-4} sec^{-1}
▽ 4.2 x 10^{-4} sec^{-1}
◇ 8.5 x 10^{-4} sec^{-1}
3
4
5
6
^{10}log f/ȧ

(b)

Fig. 2.14

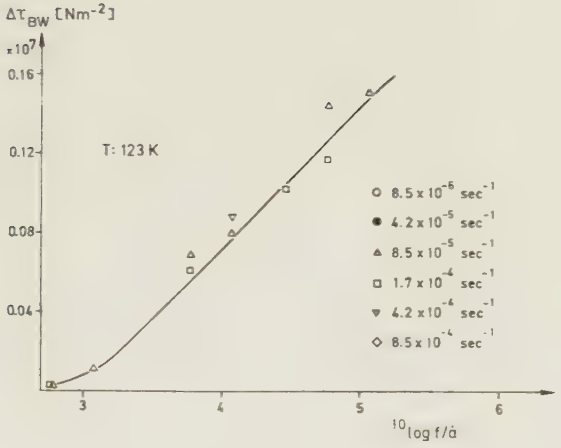

$\Delta\tau_{BW}$ [Nm^{-2}]
x10^{7}
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 90 K
3
4
5
6
^{10}log f/à
8.5 x 10^{-6} sec^{-1}
4.2 x 10^{-5} sec^{-1}
8.5 x 10^{-5} sec^{-1}
1.7 x 10^{-4} sec^{-1}
4.2 x 10^{-4} sec^{-1}
8.5 x 10^{-4} sec^{-1}

(c)

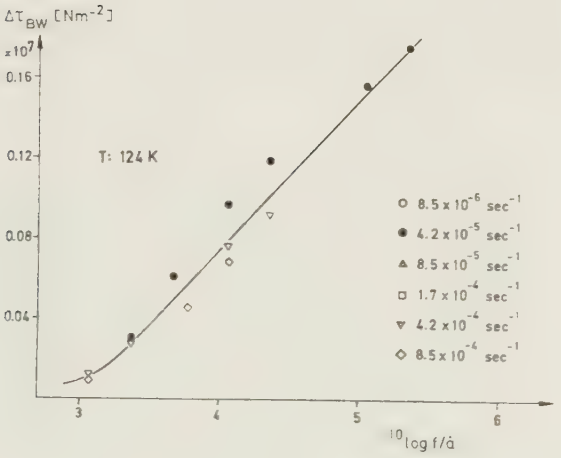

$\Delta\tau_{BW}$ [Nm^{-2}]
x10^{7}
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 119 K
3
4
5
6
^{10}log f/à
8.5 x 10^{-6} sec^{-1}
4.2 x 10^{-5} sec^{-1}
8.5 x 10^{-5} sec^{-1}
1.7 x 10^{-4} sec^{-1}
4.2 x 10^{-4} sec^{-1}
8.5 x 10^{-4} sec^{-1}

(d)

Fig. 5.14

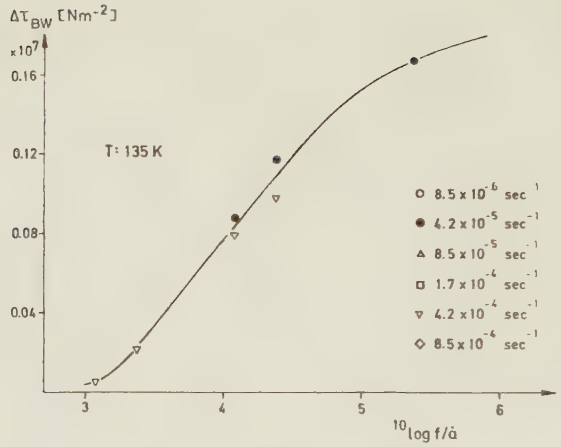

$\Delta\tau_{BW}$ [Nm^{-2}]
x10^7
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 123 K
○ 8.5 x 10^{-6} sec^{-1}
● 4.2 x 10^{-5} sec^{-1}
▲ 8.5 x 10^{-5} sec^{-1}
□ 1.7 x 10^{-4} sec^{-1}
▼ 4.2 x 10^{-4} sec^{-1}
◇ 8.5 x 10^{-4} sec^{-1}
3
4
5
6
^{10}log f/à

(e)

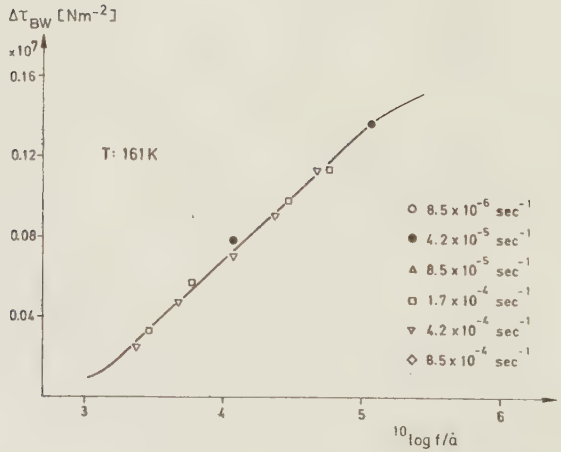

$\Delta\tau_{BW}$ [Nm^{-2}]
x10^7
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 124 K
○ 8.5 x 10^{-6} sec^{-1}
● 4.2 x 10^{-5} sec^{-1}
▲ 8.5 x 10^{-5} sec^{-1}
□ 1.7 x 10^{-4} sec^{-1}
▼ 4.2 x 10^{-4} sec^{-1}
◇ 8.5 x 10^{-4} sec^{-1}
3
4
5
6
^{10}log f/à

(f)

Fig. 3.14

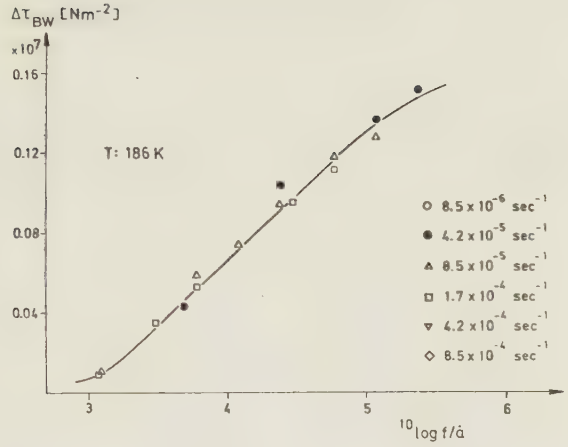

$\Delta\tau_{BW}$ [Nm^{-2}]
x10^{7}
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 135 K
○ 8.5 x 10^{-6} sec^{-1}
● 4.2 x 10^{-5} sec^{-1}
△ 8.5 x 10^{-5} sec^{-1}
□ 1.7 x 10^{-4} sec^{-1}
▽ 4.2 x 10^{-4} sec^{-1}
◇ 8.5 x 10^{-4} sec^{-1}
3
4
5
6
^{10}log f/à

(g)

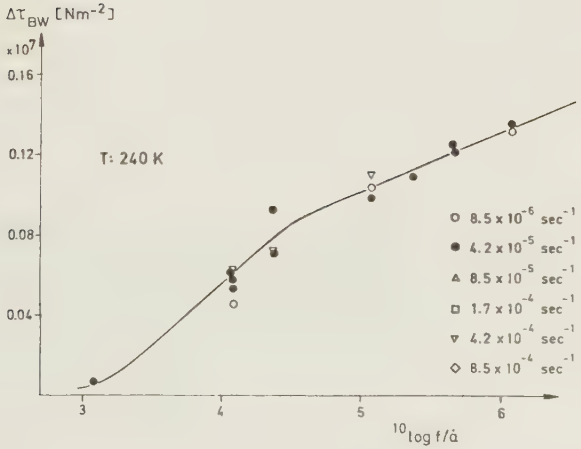

$\Delta\tau_{BW}$ [Nm^{-2}]
x10^{7}
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 161 K
○ 8.5 x 10^{-6} sec^{-1}
● 4.2 x 10^{-5} sec^{-1}
△ 8.5 x 10^{-5} sec^{-1}
□ 1.7 x 10^{-4} sec^{-1}
▽ 4.2 x 10^{-4} sec^{-1}
◇ 8.5 x 10^{-4} sec^{-1}
3
4
5
6
^{10}log f/à

(h)

Fig. 3.14

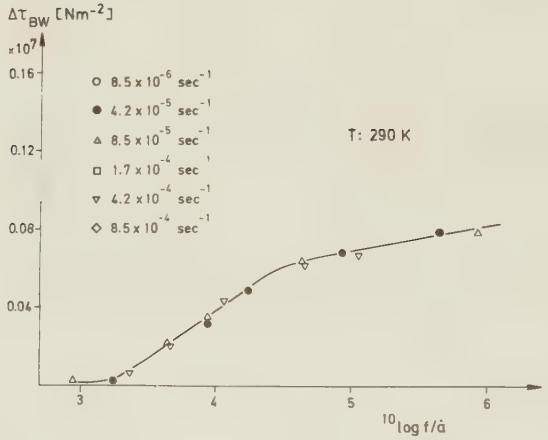

Δτ_BW [Nm^-2]
x10^7
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 186 K
8.5 x 10^-6 sec^-1
4.2 x 10^-5 sec^-1
8.5 x 10^-5 sec^-1
1.7 x 10^-4 sec^-1
4.2 x 10^-4 sec^-1
8.5 x 10^-4 sec^-1
3
4
5
6
10log f/a

(i)


Δτ_BW [Nm^-2]
x10^7
0.16
0.12
0.08
0.04
T: 240 K
8.5 x 10^-6 sec^-1
4.2 x 10^-5 sec^-1
8.5 x 10^-5 sec^-1
1.7 x 10^-4 sec^-1
4.2 x 10^-4 sec^-1
8.5 x 10^-4 sec^-1
3
4
5
6
10log f/a

(j)

Fig. 3.14



(k)

Fig. 3.14 Die Fließspannungserniedrigung $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion von ^{10}lg f/ȧ bei verschiedenen Temperaturen

Der durch Extrapolation des linearen Bereichs auf $\Delta\tau_{BW}$ gleich Null erhaltene Wert nahm mit zunehmender Temperatur zu. (Tabelle 3.1 und Fig. 3.15)

Tabelle 3.1

Die durch Extrapolation des linearen Bereichs der $\Delta\tau_{BW}$ - log $t/\dot{a}$ Auftragung auf $\Delta\tau_{BW} = o$ erhaltenen Werte bei verschiedenen Temperaturen.

Temp.	ln $f/\dot{a}$ |$\Delta\tau_{BW} = o$	$f/\dot{a}$
77	6.215	500
90	6.735	841.4
90	6.332	591.0
119	6.688	802.7
123	6.600	734.2
124	6.761	863.7
135	7.223	1.370.7
161	6.799	896.6
186	6.731	838.4
240	7.072	1.178.8
290	7.360	1.571.7

In den Kurven $\Delta\tau_{BW}$ - log $f/\dot{a}$ in Fig. 3.14 sind auch Knickpunkte $\Delta\tau_{BWK}$ bei großen $f/\dot{a}$ zu sehen. Diese Punkte sind deutlich für 290 K, 240 K und 77 K, und sie werden in Fig. 3.16 aufgetragen. Der $\Delta\tau_{BW}$ - Wert der Punkte nahm mit zunehmender Temperatur ab.

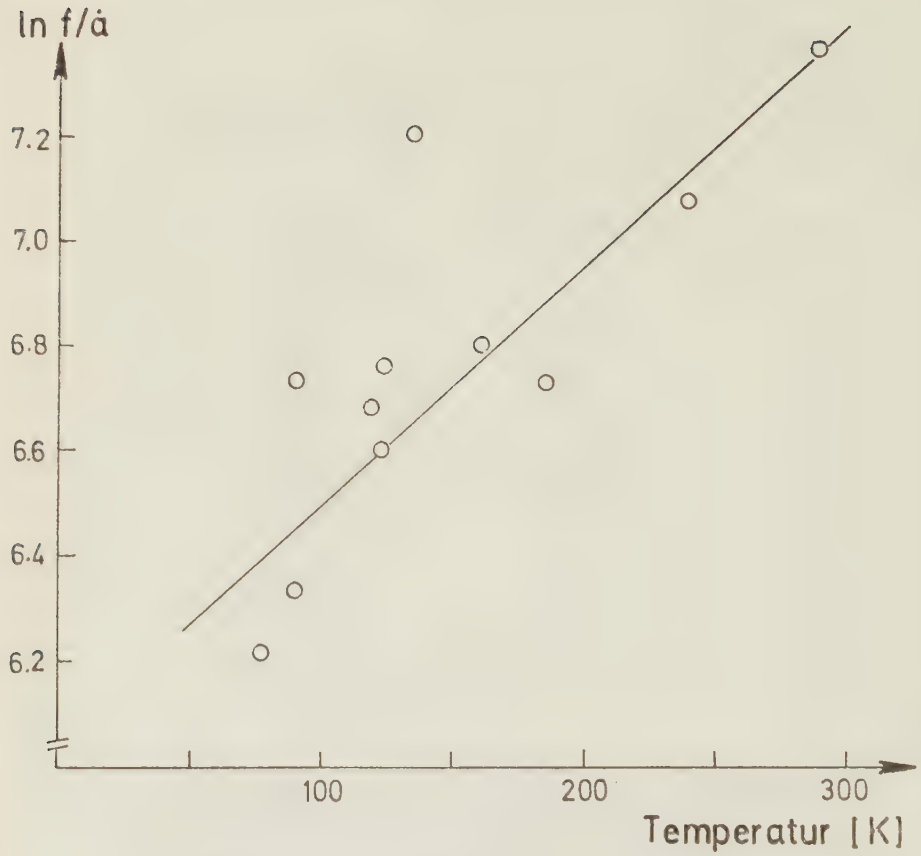


Fig. 3.15 $\ln {}^{f}/\dot{a} \mid \Delta\tau_{BW} = 0^{\cdot}$ als Funktion von T

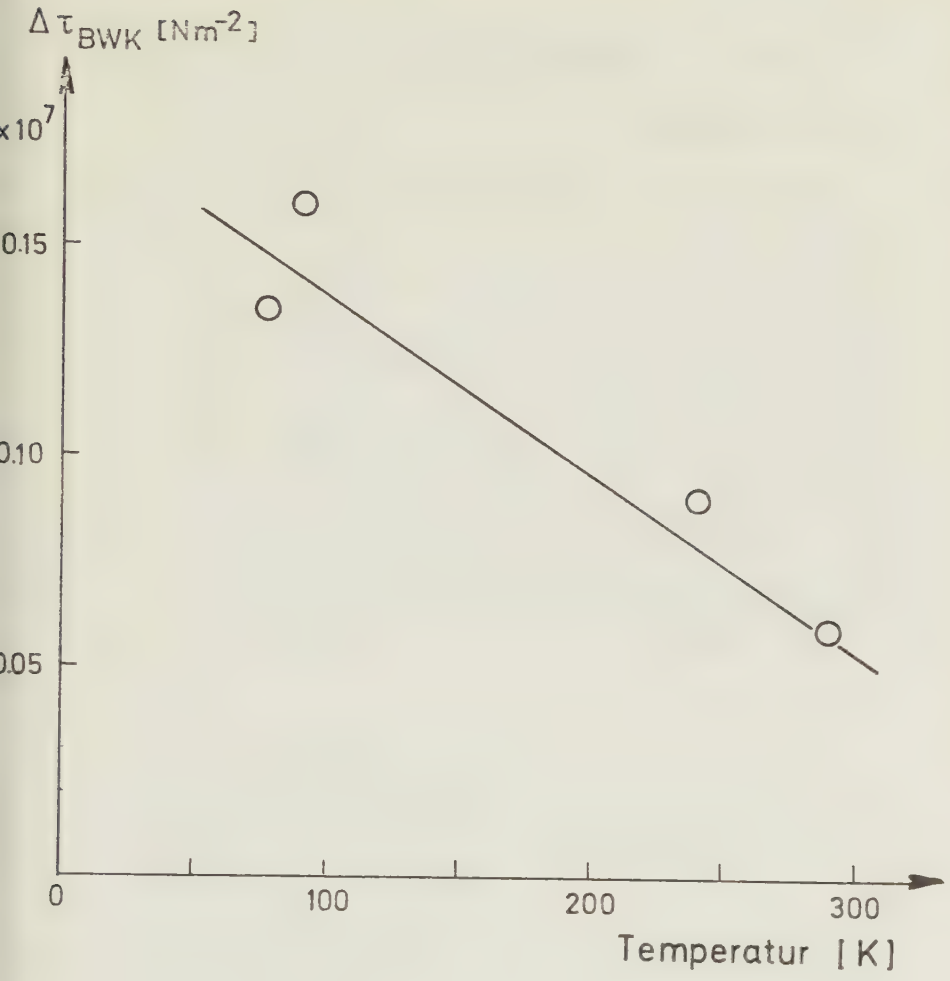


Fig. 3.16 Die Knickpunkte bei hohen $\Delta\tau_{BW}$ der $\Delta\tau_{BW}$ - log $\dot{a}/f$ - Kurven.

4. Diskussion der Ergebnisse

4.1 Versetzungsmodell

Das weitgehend übliche Modell nach Seeger [17] für Gleitversetzungen hat die folgenden Grundzüge: Die Gleitversetzung muß einmal das weitreichende Spannungsfeld τ_G anderer Versetzungen überwinden. Diese Spannung ist vor allem eine Funktion der Gesamt-Versetzungskonfiguration im Kristall. Daneben stellen sich der Versetzungsbewegung häufig noch lokalisierte Hindernisse in der Gleitebene entgegen, deren Wirkungsbereich sich über einige Gitterabstände erstreckt. Solche kurzen Hindernispotentiale kann die Versetzung durch einen thermisch aktivierten Prozeß überwinden, wobei im allgemeinen die an der Versetzung wirksame Schubspannung τ_S diese Aktivierung begünstigt. Die Fließspannung setzt sich also aus den beiden Anteilen τ_G und τ_S zusammen.

$$\tau = \tau_G + \tau_S$$

Nach diesem Modell muß die Versetzung die in der Gleitebene festliegenden Hindernisse (z.B. Waldversetzungen, Fremdatome) "schneiden". Ist d die für den Schneidprozeß wirksame Ausdehnung des Hindernisses in Gleitrichtung, l_o der mittlere Abstand der Hindernisse, b der Burgersvektor, so ist nach Mott [36], Cottrell [37] und Seeger [17] die Aktivierungsenergieerniedrigung gegeben durch :

$$\Delta U = l_o \, d \, b \, \tau_S = v \, \tau_S \qquad (4.1)$$

$v = l_o \, d \, b$ ist das sogenannte Aktivierungsvolumen des Prozesses. Das Aktivierungsvolumen ist von der Schubspannung abhängig. Bei erhöhter Schubspannung können die Versetzungen sich mehr auswölben, wodurch sich die Wahrschein-

lichkeit, eine Waldversetzung anzutreffen, erhöht. Deshalb wird das Aktivierungsvolumen kleiner.

Für das thermisch aktivierte Überwinden der Hindernisse (Schneidprozeß) durch die Versetzung kann man nach Seeger die Abgleitgeschwindigkeit durch die folgende Gleichung beschreiben :

$$\dot{a} = N\,F\,b\,\nu_o \exp\left(-\frac{U_o - v\tau S}{k\,T}\right) \qquad (4.2)$$

$$= \dot{a}_o \exp\left(-\frac{U_o - v\tau S}{k\,T}\right)$$

N = Dichte der vor den Hindernissen liegenden Versetzungen

F = die pro Schneidprozeß überstrichene Fläche

b = Burgersvektor

ν_o = Frequenzfaktor für das Anlaufen der Versetzung gegen das Hindernis. Man kann die Debye-Frequenz $\cdot b/_1$ einsetzen.

U_o = Die Aktivierungsenergie für den Schneidprozeß

T = Absolute Temperatur

v = Aktivierungsvolumen

Der Vorfaktor der Exponentialfunktion $NFb\,\nu_o$ wird im Folgenden durch $\dot{a}_o$ ersetzt.

Schaltet man bei der Verformung eines Nickelkristalls ein Wechselmagnetfeld ein, so wechselwirken die Eigenspannungsfelder der Blochwand und der Versetzungen untereinander. Dabei können die vor einem Hindernis liegenden Versetzungen so viel Energie erhalten, daß sie dieses überwinden. Die Energieübertragung ist dabei unabhängig von der Bloch-Wandgeschwindigkeit (s.§ 4.2), sondern hängt lediglich von der Eigenspannung der Bloch-Wand ab.

Hier wollen wir eine grobe Abschätzung dieser Energie machen. Die von der Bloch-Wand auf die Versetzung ausgeübte Schubspannung τ^* hat nach der Rechnung von Träuble [3] die Größenordnung λG; wobei λ der Magnetostriktions-

koeffizient und G das Schubmodul ist. Für Ni bei 77 K ist

$$G \approx 8 \times 10^{10} \text{ N/ m}^2$$

$$\lambda \approx - 40 \times 10^{-6}$$

Daraus folgt:

$$\tau^* \approx 0.3 \times 10^7 \text{ N/ m}^2$$

Das ist eine ziemlich große Kraft, wenn man bedenkt, daß die kritische Schubspannung τ_o bei 77 K 0.6×10^7 N/m^2 ist. Die Energiezufuhr E ist $\tau^* v$. Für 77 K ist das Aktivierungsvolumen (s. § 6.1)

$$v \approx 3 \times 10^{-27} \text{ m}^3$$

So ist

$$E \approx 10^{-20} \text{ J} \approx 0.6 \times 10^{-1} \text{ ev}$$

Mit dieser zugeführten Energie kann die Versetzung leichter über das Hindernis springen, was bei der dynamisch-plastischen Verformung eine Erniedrigung der Aussenspannung zur Folge hat.
Da

$$\tau = \tau_G + \tau_S$$

ist, kann man die äußere Schubspannungsabnahme $\Delta\tau$ (verursacht durch die BW-Bewegung) als Erniedrigung von τ_S ansehen. τ_G, das von der Versetzungskonfiguration herrührt, wurde dabei nicht verändert. So ist die Fließspannung mit Wechselmagnetfeld

$$\tau_H = \tau - \Delta\tau = \tau_G + (\tau_S - \Delta\tau)$$

Eine Erniedrigung von τ_S bedeutet, daß die Versetzung mehr Energie aufbringen muß, um über das Hindernis zu kommen, da die Aktivierungsenergie

$$U = U_o - v\,\tau_S$$

ist. Wenn die Bloch-Wand bei der nächsten Periode noch einmal kommt, springen nicht mehr so viele Versetzungen. Die Lastabnahme geht langsamer. Es geht so weiter, bis die Lastabnahme einen Gleichgewichtswert erreicht hat. Die Schubspannungserniedrigung im Gleichgewicht ist dann $\Delta\tau_{BW}$. Wir betrachten die Versetzungsbewegung unter dieser Gleichgewichtsbedingung.

Sei f die Frequenz des Wechselfeldes, so kommt die Bloch-Wand jede Sekunde 2 f mal an einem Hindernis vorbei. Aber nur f mal kommt sie in der richtigen Richtung, um der Versetzung über den Potentialberg des Hindernisses zu helfen. Der Zeitbruchteil t in dem die Bloch-Wand bei einem Hindernis ist, beträgt :

$$t = \frac{d_{BW} \cdot f}{\dot{r}_{BW}}$$

wobei d_{BW} Dicke der Bloch-Wand

$\dot{r}_{BW}$ Geschwindigkeit der Bloch-Wand

ist.
Da

$$\dot{r}_{BW} \approx 2\,f\,D$$

ist, mit D = Abstand zwischen zwei Bloch-Wänden, ist t eine Konstante, die nur von der Bloch-Wandstruktur abhängt. d_{BW} ist etwa 1000Å. D ≈ 1 mm, daraus folgt

$$t \approx 10^{-4}$$

Bei einem Magnetfeld von 10 Hz verbringt eine Bloch-Wand etwa 10^{-5} sec bei einem Hindernis. Wir werden in § 4.3 sehen, daß diese Zeit länger als die Wartezeit der

Versetzung vor dem Hindernis ist.

Wenn die Bloch-Wand bei der vor dem Hindernis liegenden Versetzung ist, ist nach Gleichung 4.2 die Wahrscheinlichkeit, daß die Versetzung, die die Energie E von der Bloch-Wand bekommt, über das Hindernis springt, proportional zu

$$\exp - \left[\frac{U_o - v_H(\tau_{SH} - \Delta\tau_{BW})}{k\,T} - \frac{E}{kT}\right]$$

τ_{SH} ist die effektive Schubspannung mit Magnetfeld

v_H ist das Aktivierungsvolumen mit Magnetfeld.

Wir schließen hier nicht aus, daß die kurzreichweitige Kraft der Bloch-Wand das τ_S und v beeinflussen kann.

Ist N die Zahl der Versetzungen auf der Gleitebene pro Flächeneinheit, f die Frequenz des Magnetfeldes, so können die Bloch-Wände in einer Sekunde fN mal den Versetzungen über die Hindernisse helfen. Im Vergleich zu einem Magnetfeld von 1Hz, ist die Überspringwahrscheinlichkeit um einen Faktor f/f_o erhöht, wo bei f_o = 1 Hz ist. Die zusätzliche Abgleitgeschwindigkeit durch die Bloch-Wand ist :

$$\dot{a}_H = N\,F\,b\,\nu_o \cdot t \cdot \frac{f}{f_o} \exp - \left[\frac{U_o - v_H(\tau_{SH} - \Delta\tau_{BW})}{k\,T} - \frac{E}{kT}\right]$$

$$= \dot{a}_{oH}\, f \exp - \left[\frac{U_o - v_H(\tau_{SH} - \Delta\tau_{BW})}{k\,T} - \frac{E}{kT}\right]$$

Die Abgleitgeschwindigkeit, erzeugt durch Versetzungssprünge ohne Bloch-Wandhilfe, ist :

$$\dot{a}^* = \dot{a}_o(1-t) \exp - \left[\frac{U_o - v(\tau_S - \Delta\tau_{BW})}{k\,T}\right]$$

Die gesamte Abgleitgeschwindigkeit ist dann :

$$\dot{a} = \dot{a}_H + \dot{a}^*,$$

Wir wollen jetzt abschätzen, was für einen Größenunterschied die beiden Terme in der großen Klammer haben. Wenn man die Verformungsgeschwindigkeit von $\dot{a}_1$ auf $\dot{a}_2$ erhöht, so ist nach Gleichung (4.2) :

$$\frac{\dot{a}_2}{\dot{a}_1} = \exp\left(\frac{v}{kT}(\tau_2 - \tau_1)\right)$$

wobei τ_1 und τ_2 die Fließspannung direkt vor bzw. nach dem Geschwindigkeitswechsel sind.
In einem Geschwindigkeitswechselexperiment (77 K, $\tau = 3\times10^7 N/m^2$, Mitte Bereich II) wurde gefunden, wenn $\dot{a}_1 = 8.2\times10^{-5}$ sec^{-1} auf $\dot{a}_2 = 8.2\times10^{-4}$ sec erhöht wurde, daß die Fließspannung sich um 0.35×10^6 N/m^2 erhöhte.
Das heißt, wenn man die Schubspannung um 0.35×10^6 N/m^2 absenkt, bewegen sich die Gleitversetzungen zehnmal langsamer.
Nach Fig. 3.14a ist die mittlere Fließspannungserniedrigung $\Delta\tau_{BW} \approx 0.8 \times 10^6$ N/m^2. Unter dieser Bedingung laufen die Versetzungen ohne Hilfe der Bloch-Wand 10^2 und langsamer.
Da in einer dynamisch-plastischen Verformung $\dot{a}$ eine Konstante ist, ist die Summe der beiden Terme in Gleichung 4.4 auch eine Konstante. Der zweite Term ist nun nach der obigen Überlegung nur einhunderstel von $\dot{a}$ und wird deshalb vernachlässigt. Nur bei kleinen f und $\Delta\tau_{BW}$ spielt der zweite Term eine Rolle.(Für große f siehe Seite 48)
Daraus folgt :

$$\dot{a} = \dot{a}_{oH}\, f \exp - \left[\frac{U_o - v_H(\tau_{SH} - \Delta\tau_{BW})}{k\,T} - \frac{E}{kT}\right] \qquad (4.5)$$

Aus 4.5 folgt :

$$\ln \frac{\dot{a}}{f} = \left(\ln \dot{a}_{oH} - \frac{U_o - v_H\,\tau_{SH}}{k\,T} + \frac{E}{kT}\right) - \frac{v_H\,\Delta\tau_{BW}}{k\,T}$$

Damit ist :

$$\Delta\tau_{BW} = A + \frac{kT}{v_H} \ln \frac{f}{\dot{a}} \qquad (4.6)$$

mit

$$A = - \frac{kT}{v_H} \left(\ln \dot{a}_{oH} - \frac{U_o - v_H \tau_{SH}}{k T} + \frac{E}{kT} \right) \qquad (4.7)$$

$\Delta\tau_{BW}$ ist also eine lineare Funktion von $\ln f/\dot{a}$ wie Fig. 3.14 zeigte. Wenn man $\Delta\tau_{BW}$ gegen $\ln f/\dot{a}$ aufträgt, ist die Steigung kT/v_H. Damit kann man das Aktivierungsvolumen bestimmen.

4.2 Aktivierungsvolumen und τ_S

Die Auftragung von $\Delta\tau_{BW}$ gegen $\log f/\dot{a}$ für verschiedene Temperaturen sind in Fig. 3.14 a-k dargestellt. Die Steigungen der Kurven wurden mit dem"least-square-fit"-Verfahren berechnet. Die daraus folgenden Aktivierungsvolumina v_H und $\frac{1}{v_H}$ sind in Tabelle 4.1 aufgetragen. $1/v_H$ als Funktion von Temperatur ist in Fig. 4.1 dargestellt.

Tabelle 4.1 Aktivierungsvolumina v_H

Temperatur [k]	v_H in 10^{-26} m^{-3}	$1/v_H$ in 10^{26} m^3
77	0.33	2.97
90	0.36	2.8
90	0.44	2.3
119	0.49	2.0
123	0.58	1.7
124	0.55	1.8
135	0.49	2.0
161	0.80	1.3
186	0.94	1.1
240	1.28	0.78
290	1.92	0.52

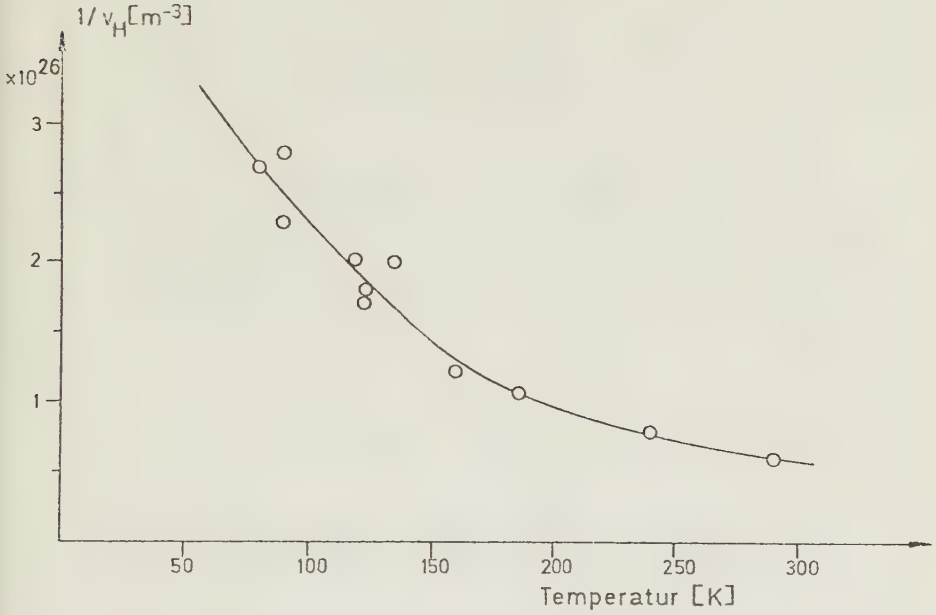


Fig. 4.1 Reziproke Aktivierungsvolumina aus den Steigungen der $\Delta\tau_{BW}$ - ln $^{f}/\dot{a}$ - Kurven als Funktion von Temperatur.

Bei der Auftragung $\Delta\tau_{BW}$ gegen $\ln f/\dot{a}$ ist auch ein Knickpunkt beim hohen $f/\dot{a}$ Wert zu sehen. In Fig. 3.14 sind aber nur bei 3 Temperaturen diese Knickpunkte deutlich zu erkennen : 77 K, 240 K, 290 K. Die Entstehung dieser Punkte kann man vielleicht so verstehen : für ein bestimmtes $\dot{a}$ kommen $\dot{a}$ Versetzungen pro Zeiteinheit zu einem Hindernis. Wenn die Bloch-Wand je Sekunde $\alpha\dot{a}$ - mal kommt, kann sie jeder Versetzung über das Hindernis helfen. Aber wenn sie mehr als $\alpha\dot{a}$ - mal kommt, kann sie nicht immer helfen, denn es liegt ja manchmal keine Versetzung vor dem Hindernis. Das bedeutet, es muß bei höheren Frequenzen eine Sättigung für $\Delta\tau_{BW}$ geben. Dieser Wert sollte etwa τ_S entsprechen; da jede Versetzung über das Hindernis sofort weggehoben wird; die Spannung τ_S existiert für sie praktisch nicht. Ohne Wechselmagnetfeld ist

$$\tau = \tau_S + \tau_G$$

mit Magnetfeld ist $\tau = \tau_G$.

Es folgt $\Delta\tau_{BWK} \approx \tau_S$.

4.3 Fließspannungsänderung beim einmaligen Durchlauf der Bloch-Wand

In § 4.1 haben wir angenommen, daß die Bloch-Wand unabhängig von ihrer Geschwindigkeit eine bestimmte Energie den Versetzungen gibt, wenn sie die Versetzungen überläuft. Diese Annahme kann man beweisen, indem man die Bloch-Wand nur einmal den Kristall durchlaufen läßt. Falls die Annahme richtig ist, muß die Lastabnahme bei einer plastischen Zugverformung für alle in Frage kommenden Geschwindigkeiten der Bloch-Wand gleich sein.

In diesem Versuch wurde das Magnetfeld von $\pm 5 \times 10^4$ A/m mit verschiedenen Geschwindigkeiten durchfahren. Die für den Leistungsverstärker nötige linear ansteigende Spannung

erzeugt man mit einem Integrator.(Fig. 4.2) An den Eingang des Integrators wurde eine Gleichspannung gegeben. Diese Spannung war proportional zu der Spannungsänderung $\frac{dV}{dt}$ am Ausgang des Integrators. Die Ausgangsspannung wurde mit zwei gegeneinandergelöteten Zener-Dioden innerhalb von - 7.5 V und + 7.5 V gehalten. Für diese Spannungen erzeugte der Leistungsverstärker einen Strom, der in der Spule ein Magnetfeld von $\pm$ 5 x 10^4 A/m aufbaute. Die Änderung des Magnetfeldes mit der Zeit $\dot{H}$ konnte $\pm$ 2% gemessen werden.

Die Laständerung dieses Versuchs zeigt Fig. 4.3. Der Kristall war zuerst in einem konstanten Magnetfeld. Als das Magnetfeld anfing zu steigen, passierte zuerst noch nichts, da das Feld mehr als genug für die Sättigung war. Dann sank die Last, teils wegen der Magnetstriktion, teils wegen der sich bewegenden Bloch-Wände, die Versetzungen befreien. Die Zuglast hatte ein Minimum bei Feldstärke Null, dann nahm sie wieder zu. Dieses Mal wirkten die Magnetstriktion und die Bloch-Wände gegeneinander : die Magnetstriktion machte die Probe kürzer, die Bloch-Wände aktivierte die Versetzungen und gaben dem Kirstall eine zusätzliche Abgleitung. Da die BW bei ihrer Bewegung Versetzungen befreit hatten, hatte die Last einen kleineren Wert, wenn die Probe wieder gesättigt war. Die Last nahm dann mit einer Steigung zu, die der elastischen Konstanten der Maschine plus Probe entspricht, und allmählich verformte der Kristall sich wieder plastisch. Die Form dieser Laständerung war die gleiche für alle Geschwindigkeiten des Magnetfeldes und nicht von der Polung des Magnetfeldes abhängig. Sie zeigt auch keine Abgleitabhängigkeit in Bereich II.

Durch die obige Erklärung ist es klar, daß die max. Lastabnahme $|\Delta\tau_a|$ (Fig. 4.3) die Summe der Beträge der Laständerung durch Magnetostriktion $|\Delta\tau_\lambda|$ und der Bloch-Wände $|\Delta\tau_m|$ ist.

$$|\Delta\tau_a| = |\Delta\tau_\lambda| + |\Delta\tau_{m1}|$$

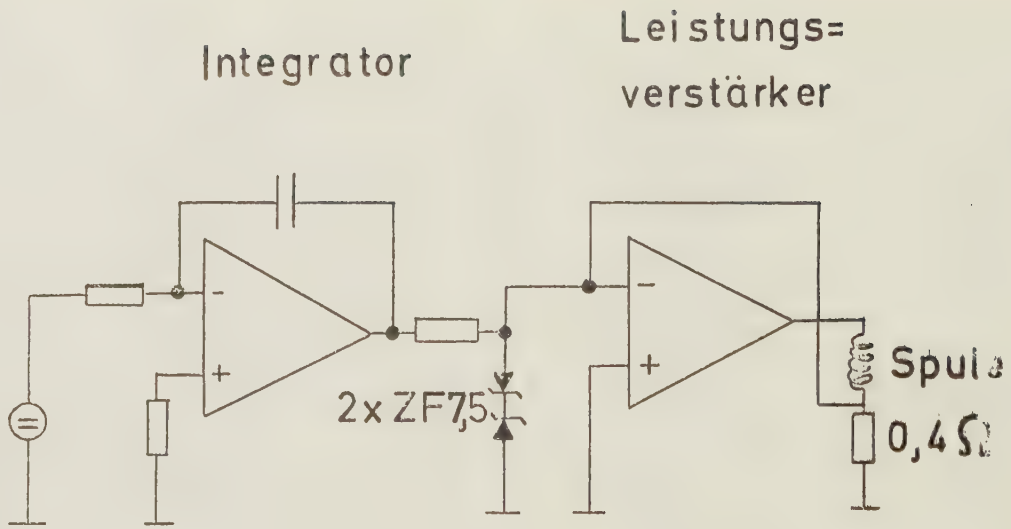


Fig. 4.2 Schematischer Schaltplan für die Erzeugung eines linear ansteigenden Magnetfeldes.

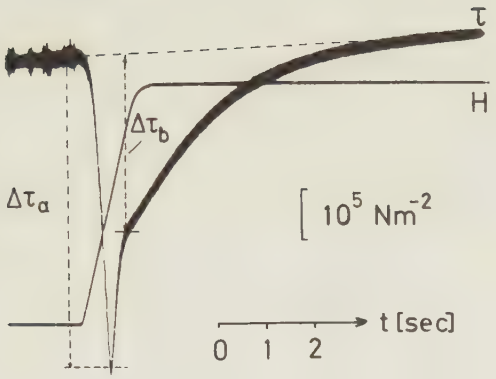


Fig. 4.3 Fließspannung beim einmaligen Durchlauf der Bloch-Wand (290 K). Das Magnetfeld H änderte sich zwischen - $5x10^4$ bis + $5x10^4$ A/m

Der Index 1 deutet auf die 1. Hälfte der Bloch-Wandbewegung hin.
Andererseite ist :

$$|\Delta\tau_a| - |\Delta\tau_b| = |\Delta\tau_\lambda| - |\Delta\tau_{m2}|$$

Daraus folgt:

$$|\Delta\tau_b| = |\Delta\tau_{m1}| + |\Delta\tau_{m2}|$$

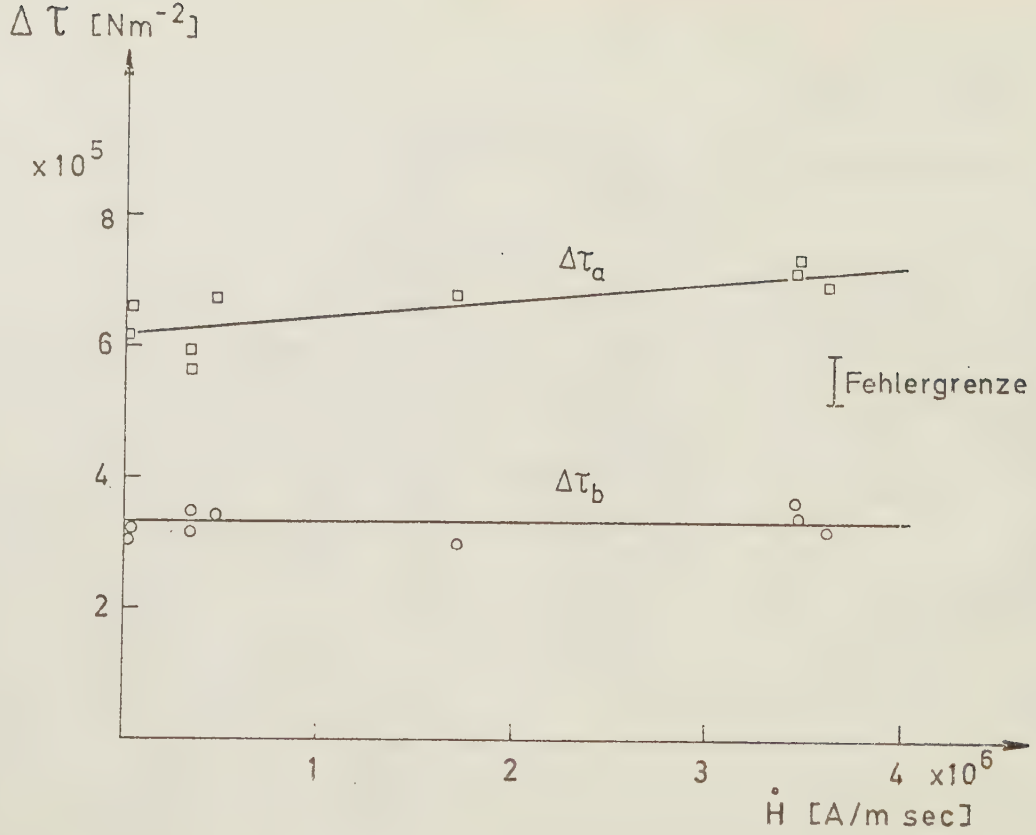


Fig. 4.4 Fließspannungsabnahme beim einmaligen Durchlaufen der Bloch-Wand (290 K, Bereich II)

Tabelle 4.1

Die maximale Lastabnahme $\Delta\tau_a$ und die Gesamtlastabnahme $\Delta\tau_b$ durch BW-Bewegung(290 K). Die Abgleitung a nimmt von oben nach unten zu für jede Geschwindigkeit $\dot{a}$.

$\dot{a}$ [sec^{-1}]	$\dot{H}$ [10^4 A/m sec]	$\Delta\tau_a$ [$10^5 Nm^{-2}$]	$\Delta\tau_b$ [$10^5 Nm^{-2}$]
	33.7 ± 2%	5.67 ± 0.4	3.49 ± 0.4
4.2×10^{-5}	33.7	5.98	3.18
	346.4	7.18	3.65
(Bereich II)	3.3	6.64	3.26
	1.6	6.21	3.10
	171.3 ± 2%	6.83 ± 0.4	2.98 ± 0.4
4.2×10^{-4}	362.2	6.95	3.22
	46.6	6.76	3.46
(Bereich II)	348.3	7.38	3.42
	44.6 ± 2%	6.99 ± 0.4	2.71 ± 0.4
1.7×10^{-4}	352.2	6.91	2.72
	176.1	6.99	3.26
(Bereich III)	22.6	6.99	2.71
4.2×10^{-5}	33.5 ± 2%	7.00 ± 0.4	4.66 ± 0.4
(77 K , Bereich II)	16.7	7.00	4.66

In Tabelle 4.1 und Fig. 4.4 wurde $\Delta\tau_a$ und $\Delta\tau_b$ als Funktion der Magnetfeldänderungsgeschwindigkeit dargestellt. $\Delta\tau_a$ nimmt leicht mit $\dot{H}$ zu. Die Fließspannungsänderungen $\Delta\tau_b$ im Bereich II der Verformungskurve sind konstant. Sie hängen auch nicht von der Abgleitgeschwindigkeit ab. Im Bereich III fällt $\Delta\tau_b$ leicht ab. Für 77 K wurden wegen der kleinen Eindringtiefe zwei Messungen mit mittleren $\dot{H}$ gemacht. Es ließ sich auch keine $\dot{H}$ - Abhängigkeit feststellen.

Das kleinste benutzte $\dot{H}$ in Fig. 4.4 war 1.6×10^4 A/msec. Für ein Wechselfeld mit der Amplitude 4×10^4 A/m, was für den magnetoplastischen Effekt-Versuch benutzt wurde, entspricht diese Steigung einer Frequenz von 0.2 Hz. 50 Hz entspricht einem $\dot{H}$ von 4×10^6 A/msec.

Bei $\dot{H}$ kleiner als 1×10^4 A/msec fielen $\Delta\tau_a$ und $\Delta\tau_b$ rasch ab (bei $H = 0$ müssen $\Delta\tau_a = \Delta\tau_b = 0$ sein). Die Längenänderungsgeschwindigkeit durch das Magnetfeld bei kleinem $\dot{H}$ war kleiner oder ungefähr so groß wie die durch die Instrongeschwindigkeit, so daß der Anfangspunkt für $\Delta\tau_b$ nicht genau bestimmt werden könnte.

Um zu vergleichen, wurde das linear ansteigende Magnetfeld auf den hartgezogenen Nickelkristall S_1 (Fig. 3.1) gegeben. Der Einkristall S_2 wurde in einem konstanten Magnetfeld (6×10^4 A/m) gesättigt. Nun spielte nur $\Delta\tau_\lambda$ eine Rolle. Das Ergebnis zeigt Fig. 4.5. $\Delta\tau_b$ war Null wie erwartet. Es gab eine kleine Streckgrenze, wie man in Fig. 3.3 bei der mechanischen Schwingungsüberlagerung beobachtet hat.

Nach diesem Versuch ist es klar, daß die Zahl der Versetzungen, die die Bloch-Wand befreit, nicht von der Bloch-Wandgeschwindigkeit abhängt. Anders augedruckt heißt es, daß die Zeit einer Bloch-Wand bei einem Hindernis länger als die Wartezeit der Versetzung vor dem Hindernis ist. Hier wird eine grobe Abschätzung gemacht. In § 4.1 haben wir gesehen, daß die Wartezeit einer Versetzung um einen

Faktor 10 kleiner ist, wenn die Schubspannung um 0.35×10^6 N/m^2 erhöht wird (bei 77K, Mitte Bereich II). Die Schubspannung, die eine Bloch-Wand auf eine Versetzung ausübt, hat die Größenordnung von 3×10^6 N/m^2; so ist die Wartezeit der Versetzung um einen Faktor 10^9 kleiner, wenn die Bloch-Wand bei ihr ist.

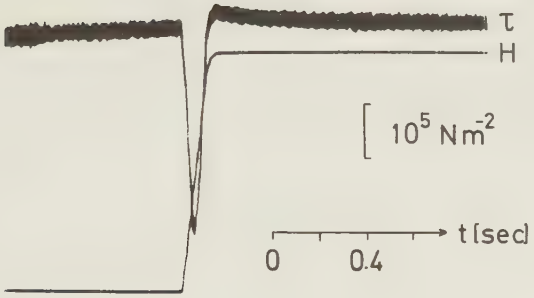


Fig. 4.5 Streckgrenze durch Entlasten.
Oszillografenbild (290 K)

5. Vergleich der Meßergebnisse mit anderen Methoden

Die Auftragung von $\Delta\tau_{BW}$ als Funktion von $\ln f/\dot{a}$ hat einen linearen Bereich, dessen Steigung dem reziproken Aktivierungsvolumen proportional sein soll. Die so erhaltenen Aktivierungsvolumina werden mit denen konventioneller Geschwindigkeitswechselversuche verglichen.

Es war zu erwarten, wenn die Wechselwirkung zwischen der Blochwand und der Versetzung nur kurzreichweitig ist, daß $\Delta\tau_{BW}$ nicht größer als τ_S ist. In der $\Delta\tau_{BW}$ - $\ln f/\dot{a}$ Kurve ist ein Knickpunkt bei höheren f-Werten zu sehen. Hat dieser Punkt etwas mit τ_S zu tun? Geschwindigkeitswechsel- und Temperaturwechselversuche wurden ausgeführt, um die Aktivierungsvolumina und τ_S zu bestimmen.
Für einen thermisch aktivierbaren Prozess ist die Abgleitgeschwindigkeit $\dot{a}$ nach Gleichung (4.2) gegeben durch [17]:

$$\dot{a} = \dot{a}_o \exp - [(U_o - v\,\tau_S) / kT]$$

Daraus folgt für das Aktivierungsvolumen v :

$$v = kT \left.\frac{d \ln \dot{a}}{d \tau}\right|_{T,a} \qquad (5.1)$$

Die effektive Schubspannung τ_S an der Versetzung ist :

$$\tau_S = \frac{U_o - kT \ln (\dot{a}_o / \dot{a})}{v} \quad \text{für} \qquad (5.2)$$

$$T \leq \frac{U_o}{k \ln \frac{\dot{a}_o}{\dot{a}}} = T_K \; ; \quad \tau_S = 0 \quad \text{für} \quad T \geq T_K$$

Nach (5.1) ist es möglich, das Aktivierungsvolumen mit einem iso-thermen Abgleitgeschwindigkeitswechselversuch zu vermitteln. Das durch $\dot{a}$ - Wechsel gemessene Aktivierungsvolumen wollen wir mit v_a^* bezeichnen.

Um τ_S zu messen, ist ein Temperaturwechselversuch nötig. Verformt man bei der kritischen Temperatur T_K, so ist die Fließspannung

$$\tau = \tau_G$$

da $\tau_S = 0$ ist. Unterbricht man die Verformung und verformt den Kristall bei einer tieferen Temperatur T weiter, so ist

$$\tau(T) = \tau_G(T) + \tau_S(T) \qquad (5.3)$$

Die Fließspannungsänderung ist :

$$\begin{aligned} \Delta\tau_{TK} &= \tau(T) - \tau(T_K) \\ &= \tau_G(T) + \tau_S(T) - \tau_G(T_K) \end{aligned} \qquad (5.4)$$

Da

$$\tau_G(T) = \frac{G(T)}{G(T_K)}\,\tau_G(T_K) \qquad (5.5)$$

ist. Daraus folgt :

$$\tau_S(T) = \Delta\tau_{TK} - \tau_G(T)\,\left(1 - \frac{G(T_K)}{G(T)}\right) \qquad (5.6)$$

So kann man das τ_S bei allen Temperaturen kleiner T_K bestimmen. Aber die kritische Temperatur T_K für Nickel ist hoch (500K, siehe Anhang). Es ist bequemer, wenn man die Änderung von τ_S gegenüber Raumtemperatur mißt und den für Raumtemperatur geltenden τ_S - Wert, den man nach (5.6) bekommt, dazu addiert.
Die Fließspannungsänderung beim Temperaturwechsel von T_1 auf T_2 $(T_1 > T_2)$ ist

$$\tau_{S}(T_2) = \tau_{S}(T_1) - \Delta\tau_{12} = \tau_{S}(T_1) - \tau_{G}(T_1) + \tau_{G}(T_2)$$

$$= \tau_{S}(T_1)\left[1 - \frac{G(T_2)}{G(T_1)}\right] + \tau_{G}(T_1) - \tau_{G}(T_2) \qquad (5.7)$$

Daraus folgt

$$\tau_{S}(T_2) = \tau_{S}(T_1) - \Delta\tau_{12} = \tau_{S}(T_1)\left[1 - \frac{G(T_2)}{G(T_1)}\right] \qquad (5.8)$$

Wenn man $\tau_S(T_1)$ nach (5.6) bestimmt hat, kann man τ_S für andere Temperaturen nach (5.8) berechnen.

5.1 Experimentelle Methoden

Bei der Bestimmung von τ_S und v wurden die gleichen Nickeleinkristalle wie für die magnetischen Untersuchungen benutzt. Die Grundverformungsgeschwindigkeit war 8.2×10^{-5} sec^{-1}.

Beim Temperaturwechselversuch wurde die Probe nach einer Verformung bei Raumtemperatur entlastet, und dann in ein anderes Thermolbad eingetaucht. Nach etwa 15 Minuten, wenn sich das Thermogleichgewicht eingestellt hatte, wurde die Probe weiter verformt. Sie wurde wieder entlastet, und die Verformung wurde bei Raumtemperatur fortgesetzt.

Der Geschwindigkeitswechselversuch wurde vor Entlasten und Temperaturwechsel gemacht. Das 10-fache der Grundgeschwindigkeit wurde eingeschaltet, (von 8.2×10^{-5} sec^{-1} auf 8.2×10^{-4} sec^{-1}) und dann wieder auf die Grundgeschwindigkeit zurückgestellt. Wenn die Verformungskurve wieder in eine Gerade überging, wurde die Probe entlastet, und das Thermobad gewechselt. Diese Vorgänge sind in Fig. 5.1 schematisch dargestellt. In Fig. 5.2 ist eine gemessene Verformungskurve aufgetragen.

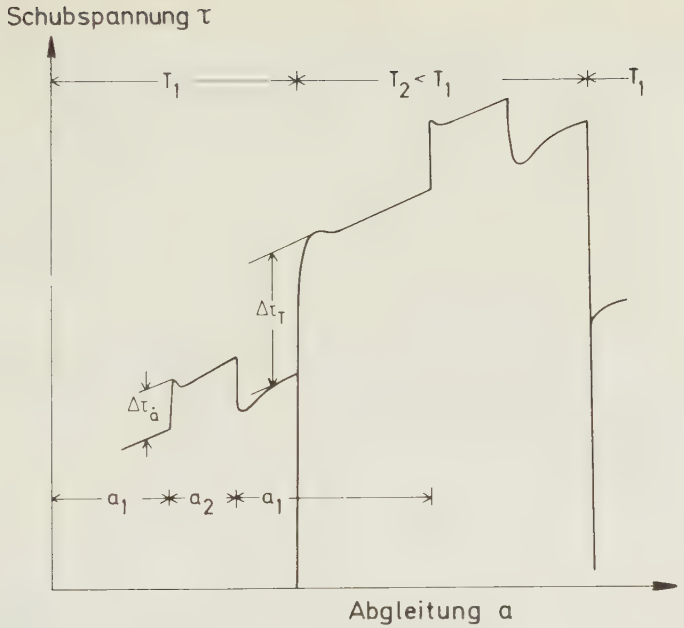


Fig. 5.1 Schematische Verformungskurve

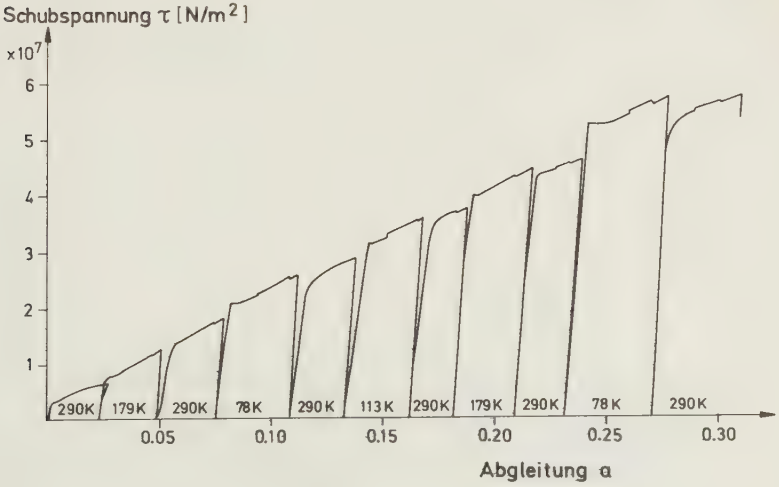


Fig. 5.2 Verformungskurve mit Temperatur und Geschwindigkeitswechseln

Die benutzten Thermobäder waren flüssiger Stickstoff (77 K). Isopentan am Schmelzpunkt (113 K), Methanol am Schmelzpunkt (179 K), Wasser (290 K) und Silikonöl (500 K). Isopentan und Methanol wurden durch eine Kühlschlange mit flüssigem Stickstoff gekühlt, bis sie eingefroren waren. Die Temperatur des Silikonölbades wurde elektronisch geregelt. Die Temperaturen wurden mit einem geeichten Thermoelement dicht an der Probe kontrolliert. Sie könnten auf $\pm$ 3 K konstant gehalten werden (für 500 K $\pm$ 5 K).

Bei der Auswertung wurde nur die Fließspannungszunahme gemessen, um die sogenannte "work softening"[26] zu vermeiden. Der für die Auswertung benötigte Schubmodul

$$G = [c_{44} (c_{11} - c_{12}) /2]^{1/2}$$

wurde der Arbeit von Mader et al [16] entnommen (Fig.5.3). Nach Extrapolation wurden folgende Werte bekommen :

Tabelle 5.1

Schubmodul G als Funktion von Temperatur nach Mader et al[16]

Temp. [K]	G in $10^{10} N/m^2$
77	8.452
113	8.388
179	8.220
290	7.910
500	7.238

5.2 Ergebnisse

Die Ergebnisse für die Aktivierungsvolumina v und die Schubspannungen τ_S wurden in Tabelle 5.2 bzw. Tabelle 5.3 aufgetragen und in Fig. 5.4 und Fig. 5.5 graphisch dargestellt. Die Fehlergrenze für v und τ_S wurde auf $\pm$ 10% bzw. 20% geschätzt.

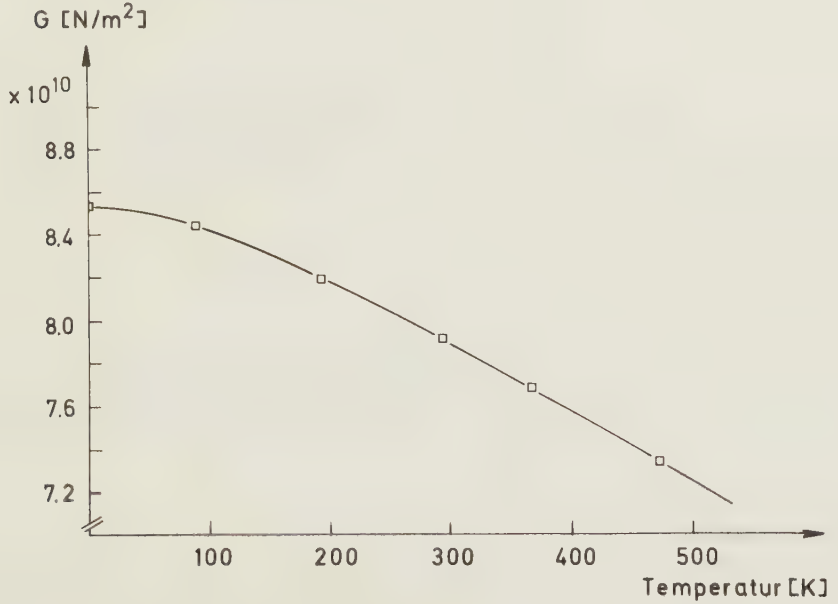


Fig. 5.3 Schubmodul für Nickel nach Mader et al[16)]

Tabelle 5.2

Aktivierungsvolumina durch Geschwindigkeitswechsel-versuche. Der Index $\dot{a}$ deutet auf $\dot{a}$ - Wechsel hin.

T [K]	τ [10^7 N/m^2]	$v_{\dot{a}}$ [10^{-26}m^3]	$1/v_{\dot{a}}$ [10^{26}m^{-3}]
77	1.84	0.955	1.047
77	2.77	0.697	1.436
77	4.96	0.452	2.211
113	0.88	2.106	0.475
113	2.40	1.394	0.717
113	4.08	0.909	1.100
179	0.53	4.926	0.203
179	1.04	3.669	0.273
179	3.32	2.179	0.459
179	5.37	1.294	0.773
290	0.64	8.603	0.116
290	1.32	5.742	0.174
290	2.83	4.317	0.232
290	3.27	3.299	0.303
290	5.06	2.482	0.403

Tabelle 5.3

τ_S als Funktion der Schubspannung

T [K]	τ [10^7 N m^{-2}]	τ_S [10^6 N m^{-2}]
77	0.74	0.91
77	1.68	1.88
77	2.06	1.60
77	4.65	3.53
77	5.22	3.75
113	1.04	0.58
113	2.25	1.41
113	3.77	2.17
179	3.12	1.39
179	5.18	2.32
290	1.85	0.22
290	3.07	0.38
290	4.07	0.78
290	5.35	0.77
290	6.01	1.20

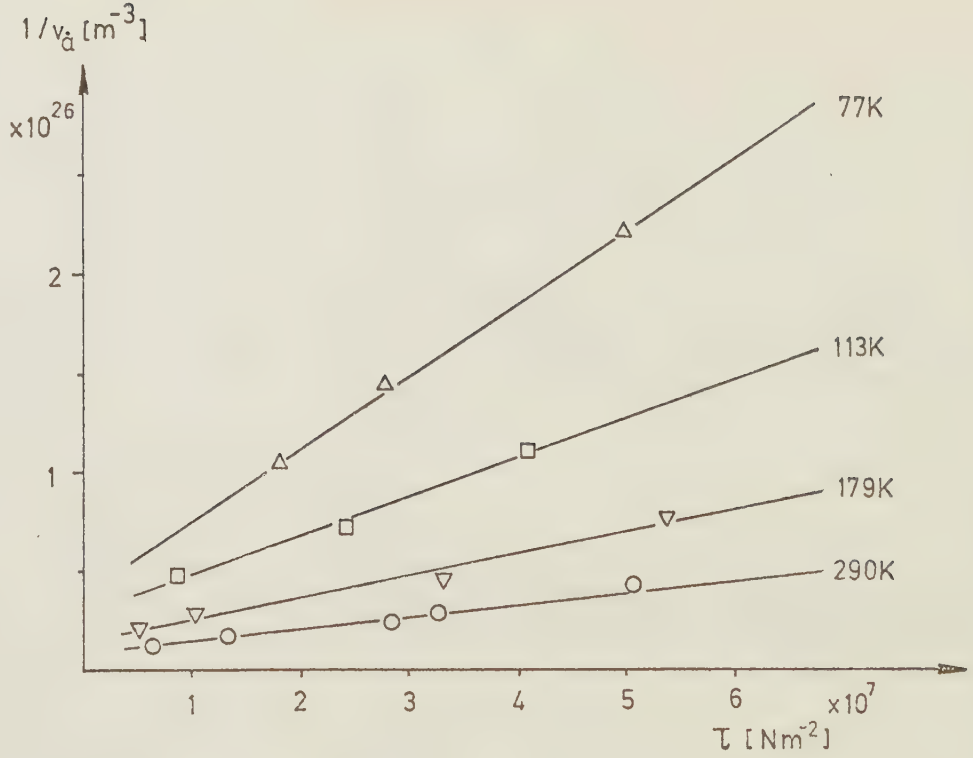


Fig. 5.4 Reziprokes Aktivierungsvolumen als Funktion der Schubspannung

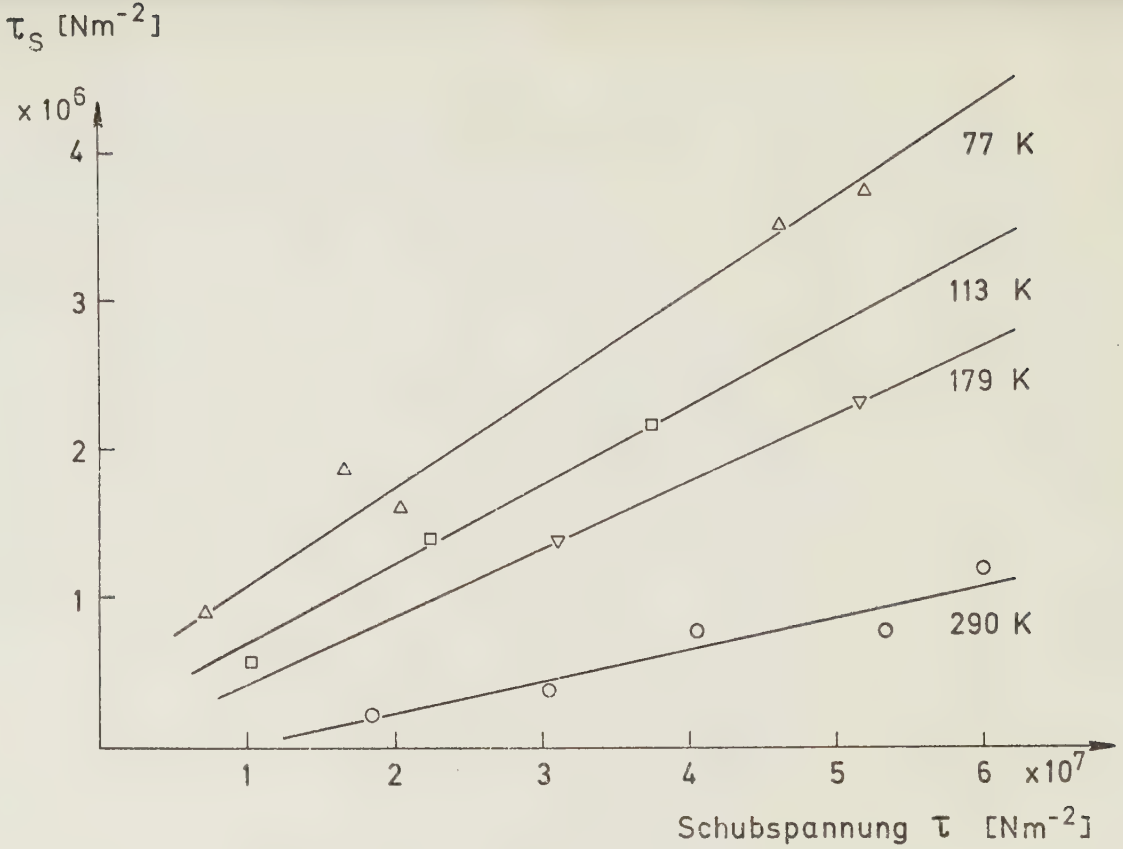


Fig. 5.5 Die Effektive Schubspannung τ_s als Funktion der Schubspannung τ

Das reziproke Aktivierungsvolumen und τ_S nehmen mit anwachsender Schubspannung τ linear zu, wie die Theorie vorhersagt [15]. Die τ_S bei kleinen τ ($\tau < 1.5 \times 10^7$ N m^{-2}) sind nicht sicher, da $\Delta\tau$ bei Temperaturwechsel möglicherweise einen kleineren Proportionalitätsfaktor zu τ hat (s. auch Literatur [15]). Wir interessieren uns nur für das Verhalten des τ_S und v im Bereich II und haben diesen Punkt nicht weiter untersucht.

In Fig. 5.6 und 5.7 sind die Ergebnisse der beiden Methoden zusammen aufgetragen. Die Pfeile bezeichnen die $\frac{1}{v_a^*}$- bzw. τ_S - Werte, die im Bereich II der Verformungskurve liegen und mit den Geschwindigkeits- bzw. Temperaturwechselversuchen erhalten wurden.

Die Aktivierungsvolumina aus den Geschwindigkeitswechselversuchen waren größer ($1/v_a^*$ kleiner). Wir untersuchten, ob die bewegende Bloch-Wand oder die überlagerte Wechselkraft die Aktivierungsvolumina beeinflußt. Darüber wollen wir uns in § 6 beschäftigen.

In Fig. 5.7 sehen wir, daß $\Delta\tau_{BWK}$, abgesehen vom Anfang des Bereich II, kleiner als τ_S ist. Das paßt gut zu unserem Modell.

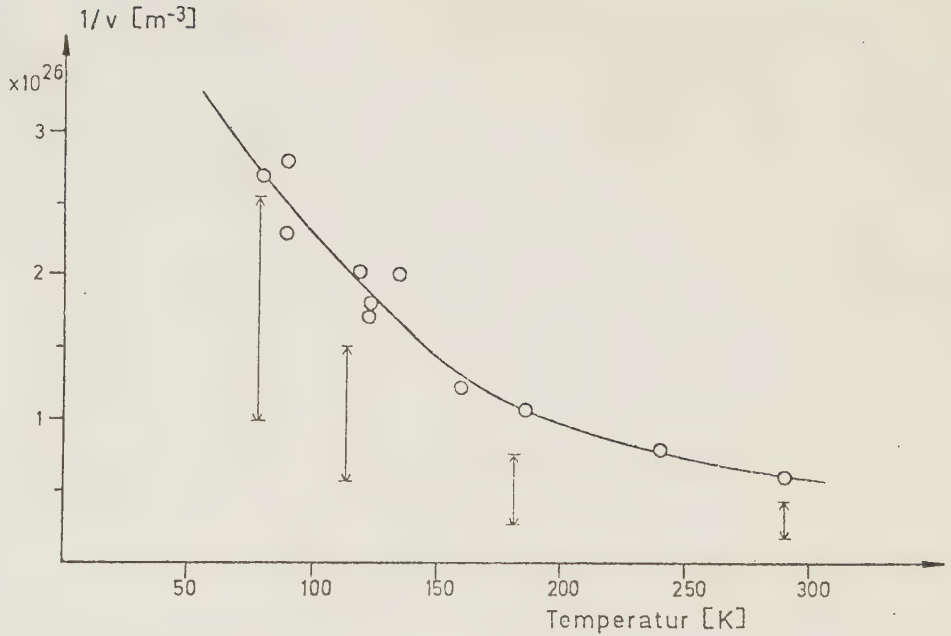


Fig. 5.6 Rezipokes Aktivierungsvolumen der magnetischen Methode (O) (s. Tabelle 4.1) und der Geschwindigkeitswechselversuche (↕) Die Pfeile zeigen die Werte im Bereich II. $\frac{1}{v_a}$ aus den Geschwindigkeitswechselversuchen wächst mit a.

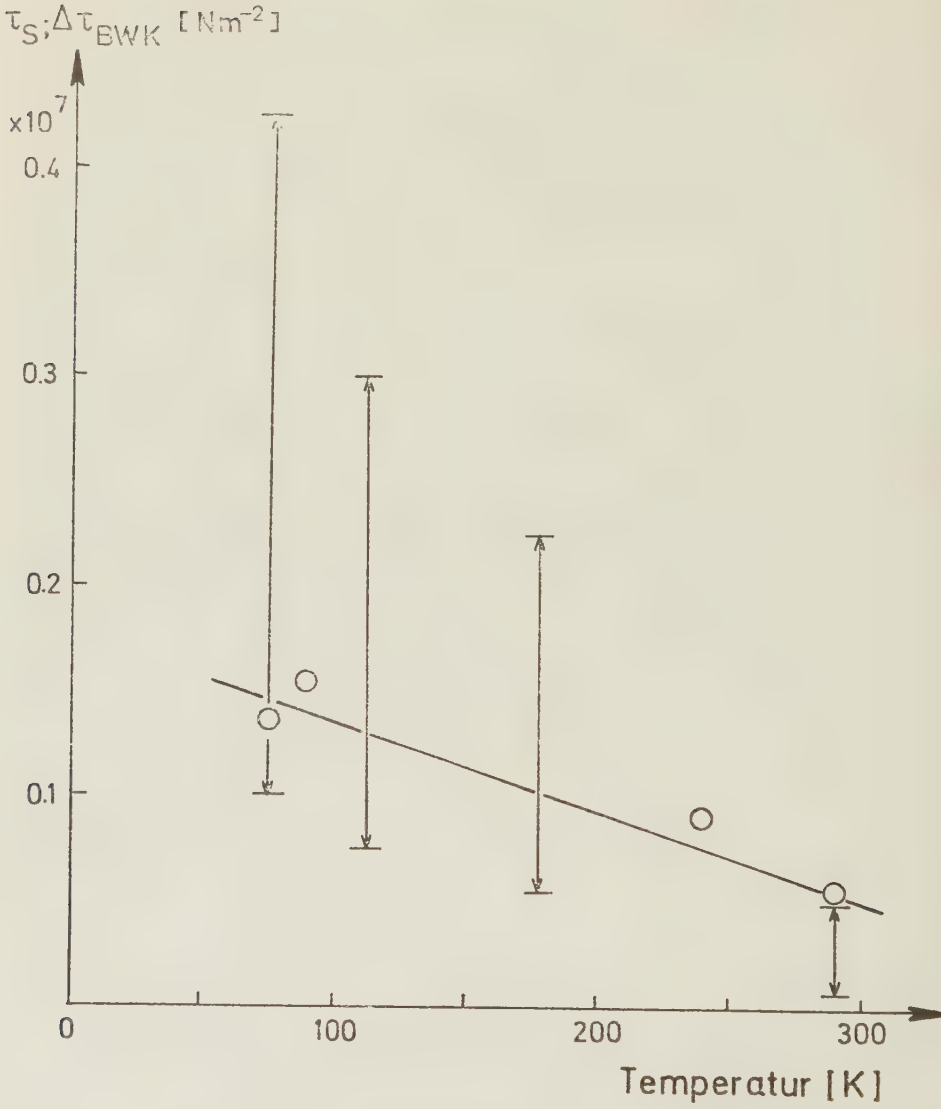


Fig. 5.7 Der Knickpunkt $\Delta\tau_{BWK}$(o) in der $\Delta\tau_{BW}$ - ln $\dot{f}/\dot{a}$ (s.Fig. 3.14) Kurve und τ_S (,) aus den Temperaturwechselversuchen. Die Pfeile deuten auf die Werte im Bereich II hin. τ_S wächst mit a.

6. Einfluß der Bloch-Wand auf das Aktivierungsvolumen

In § 4.1 haben wir gefunden, daß die Aktivierungsvolumina v_H, erhalten aus der $\Delta\tau_{BW}$ - Methode, unabhängig von der Abgleitung sind. Nach Vergleich mit den Ergebnissen aus den Geschwindigkeitswechselversuchen liegen die Aktivierungsvolumina v_H (§ 5.2) am Ende des Bereichs II. Wir wollen jetzt prüfen, ob die Bloch-Wände oder die überlagerte mechanische Schwingung das Aktivierungsvolumen beeinflussen.

Die Aktivierungsvolumina des Nickeleinkristalls bei einer überlagerten mechanischen Schwingung wurde mit der Geschwindigkeitswechselmethode gemessen. Die mechanischen Schwingungen (1, 10, 30 Hz) wurden mit einem hartgezogenen Nickel-Kristall gemäß der Beschreibung in § 3.2 erzeugt. Die Grundverformungsgeschwindigkeit ($8.2 \times 10^{-5} sec^{-1}$) wurde sowohl bei Anwesenheit als auch bei Abwesenheit der mechanischen Schwingungen um einen Faktor 10 erhöht. Die Fließspannungszunahme zeigte in beiden Fällen innerhalb der Meßgenauigkeit keine Abweichung. So muß man beschliessen, daß die mechanischen Wechselspannungen die Aktivierungsvolumina nicht beeinflussen.

Die Aktivierungsvolumina des Nickel-Kristalls mit sich bewegenden Bloch-Wänden wurden auch mit der Geschwindigkeitswechselmethode gemessen, indem man die Grundverformungsgeschwindigkeit (8.2×10^{-5} sec^{-1}) beim eingeschalteten Wechselmagnetfeld 10-fach erhöhte. Da die Fließspannungsabnahme $\Delta\tau_{BW}$ von der Abgleitgeschwindigkeit abhängt, müssen wir diesen Effekt von der Fließspannungszunahme beim Geschwindigkeitswechselversuch abziehen.

Fig. 6.1 zeigt schematisch die Versuchsmethode. Während der Verformung mit der Grundgeschwindigkeit wurde ein Wechselmagnetfeld eingeschaltet. Die Last sank, so erhielt man $\Delta\tau_{BW1}$ bei dieser Geschwindigkeit. Wenn die Verformungsgeschwindigkeit um einen Faktor 10 erhöht wurde, so erhöhte sich die Fließspannung um $\Delta\tau^{\bullet}_{aH}$. Das Wechselmagnetfeld wurde ausgeschaltet. Aus der Lastzunahme wurde

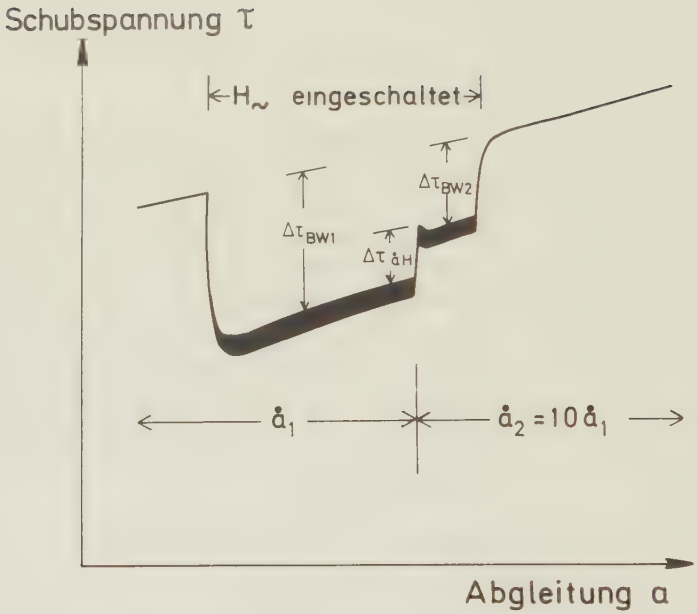


Fig. 6.1 Bestimmung des Aktivierungsvolumens mit Geschwindigkeitswechselversuch beim eingeschalteten Wechselmagnetfeld.

$\Delta\tau_{BW2}$ bei der höheren Verformungsgeschwindigkeit gemessen. Die Änderung von $\Delta\tau_{BW}$ durch den Geschwindigkeitswechsel war $\Delta\tau_{BW1} - \Delta\tau_{BW2}$. Diese Lastzunahme mußte von der gesamten Fließspannungsänderung $\Delta\tau_{\dot{a}H}$ abgezogen werden. Die Fließspannungsänderung durch den Geschwindigkeitswechsel allein war :

$$\Delta\tau_{\dot{a}H} - (\Delta\tau_{BW1} - \Delta\tau_{BW2})$$

Nun konnte das Aktivierungsvolumen mit Gleichung 5.1 berechnet werden.

Nach jeder obigen Messung wurde der Geschwindigkeitswechselversuch auch ohne Wechselmagnetfeld gemacht, um die beiden dabei erhaltenen Aktivierungsvolumina zu vergleichen.
Die Versuche wurden bei Raumtemperatur und 77 K durchgeführ.

6.1 Ergebnisse und Diskussion

Die reziproken Aktivierungsvolumina, die wir durch Geschwindigkeitswechselversuche mit Wechselmagnetfeld bekamen, sind in Fig. 6.2 und 6.3 dargestellt. Bei OHz steigt $^1/v$ mit zunehmender Schubspannung. Die reziproken Aktivierungsvolumina im Wechselfeld sind größer als die ohne Magnetfeld. Es zeigt sich auch eine Frequenzabhängigkeit. Für Raumtemperatur haben die Punkte von 10 bis 30 Hz praktisch den gleichen Wert. Unterhalb von $3\times10^7 N/m^2$ (τ_{III}) haben sie den konstanten Wert $0.32 \times 10^{26}\ m^{-3}$ oberhalb τ_{III} steigen sie mit der Schubspannung an. Erst ab $7 \times 10^7\ N/m^2$ haben sie den gleichen Wert wie ohne Wechselfeld.
Die Ergebnisse der drei Methoden sind in Tabelle 6.1 eingetragen.

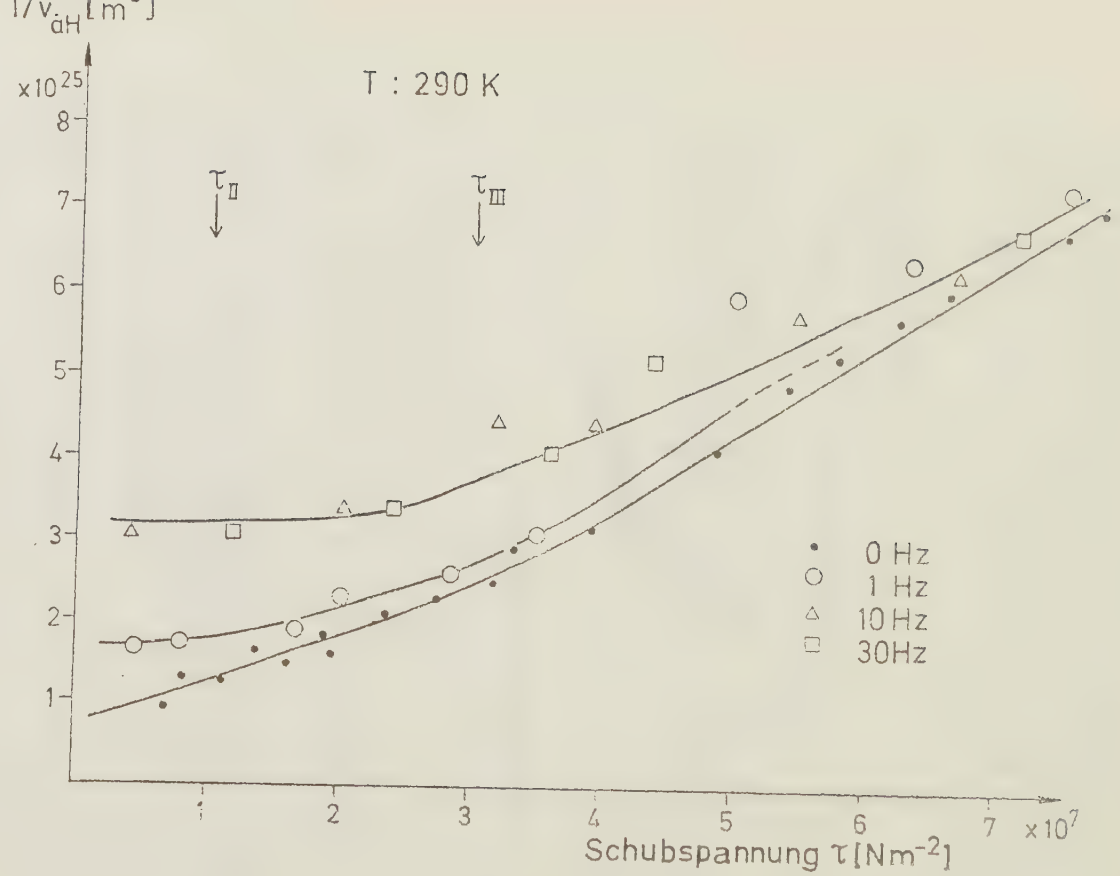


Fig. 6.2 Reziprokes Aktivierungsvolumen im Wechselmagnetfeld als Funktion der Schubspannung (290 K). Reziprokes Aktivierungsvolumen $^{1}/_{v_H}$ aus der Steigung der $\Delta\tau_{BW}$ - ln $^{f}/_{\dot{a}}$ - Kurve ist 5.2 x 10^{25} m^3.

Tabelle 6.1

Aktivierungsvolumina der drei Methoden (290K Bereich II)

	$1/v$ in $10^{26} m^{-3}$		v in 10^{-26} m^3	
$\Delta\tau_{BW}$	0.52	($\pm$0.05)	1.9	($\pm$0.2)
$\dot{a}$ gewechselt und $H_{\sim}$(10 Hz)	0.32	($\pm$0.1)	3.1	($\pm$1)
nur $\dot{a}$ gewechselt	0.14-0.30	($\pm$0.02)	7.1-3.3	($\pm$0.5)

Das Aktivierungsvolumen der $\Delta\tau_{BW}$ - Methode ist das kleinste von den drei Methoden.

Aber die zweite Methode war die ungenaueste. Es wurde bei dieser zweimal $\Delta\tau_{BW}$ und einmal $\Delta\tau_{\dot{a}H}$ gemessen. Deswegen waren die Fehler fünfmal so groß wie bei der dritten (nur $\dot{a}$ - Wechsel) Methode. Für die zweite Methode ist nur der Wert von f = 10Hz aufgetragen, weil 10 Hz etwa die mittlere benutzte Frequenz war. Die Übereinstimmung der drei Methoden ist befriedigend.

Für 77 K zeigt Fig. 6.3 das Ergebnis. Das reziproke Aktivierungsvolumen mit Wechselmagnetfeld war größer, hat aber keinen konstanten Wert wie bei 290 K. In Tabelle 6.2 wurden die Ergebnisse für die drei Methoden zusammengefasst.

Tabelle 6.2

Aktivierungsvolumina oder verschiedenen Methoden
(Bereich II, T = 77 K)

	$\frac{1}{v}$ in $10^{26} m^{-3}$		v in $10^{-27} m^3$	
$\Delta\tau_{BW}$	2.97	($\pm$0.1)	3.36	($\pm$0.1)
å-Wechsel und $H_\sim$	1.7-3.3	($\pm$0.2)	3.0-5.9	($\pm$0.4)
nur å-Wechsel	0.7-2.8	($\pm$0.02)	14.3-3.6	($\pm$0.5)

Es besteht ein Unterschied zwischen den drei Methoden. Bei der $\Delta\tau_{BW}$ - Methode bewegen sich die Versetzungen nur, wenn Bloch-Wände bei ihnen sind. Bei den anderen Methoden wird auch ein Teil der Versetzungen ohne Hilfe der Bloch-Wand in Bewegung gesetzt, nämlich wenn die Geschwindigkeit gewechselt wird, weil die zunehmende Schubspannung auf alle Versetzungen wirkt.

Die Bloch-Wand übt eine Kraft auf die Versetzungen aus. Diese Kraft hebt die Versetzung ein Stück den Potentialberg, vor dem sie wartet, hinauf, verkürzt dadurch die Aktivierungslänge d (Gleichung(4.1)) und verkleinert somit das Aktivierungsvolumen. Die $\Delta\tau_{BW}$ - Methode sollte dadurch das kleinste Aktivierungsvolumen ergeben.

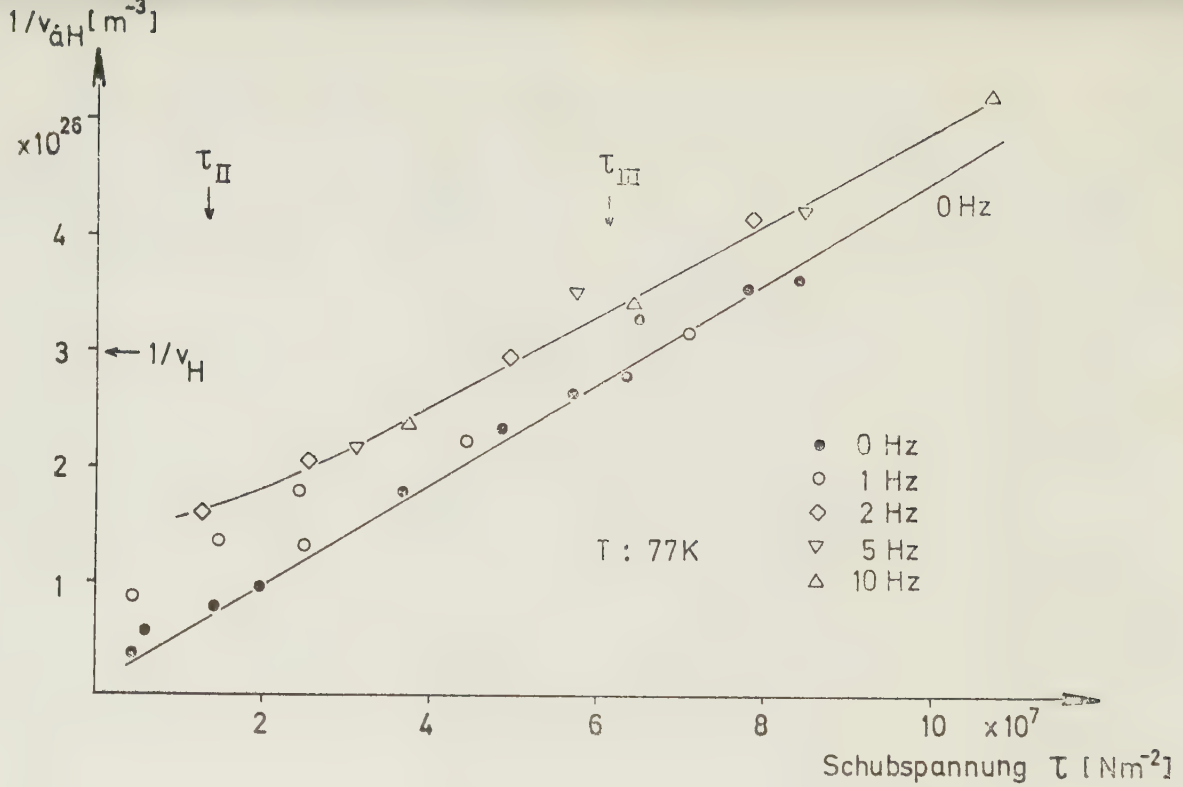


Fig. 6.3 Reziprokes Aktivierungsvolumen bei Geschwindigkeits-wechselmethode mit Wechselmagnetfeld.

7. Zusammenfassung

Der magnetoplastische Effekt wurde experimentell im Bereich II untersucht. Nach einem Versetzungsmodell konnte die durch Bloch-Wandbewegung hervorgerufene Fließspannungsabnahme $\Delta\tau_{BW}$ wie folgt beschrieben werden :

$$\Delta\tau_{BW} = A - \frac{kT}{V_H} \ln \frac{f}{\dot{a}}$$

wobei V_H : Aktivierungsvolumen im Wechselmagnetfeld,

T : Absoluttemperatur,

f : Frequenz des Magnetfeldes,

$\dot{a}$: Abgleitgeschwindigkeit,

A : eine Konstante

ist. Wegen des Einflusses der Bloch-Wand, haben die Aktivierungsvolumina einen kleineren Wert. Dieser Wert stimmt befriedigend mit dem durch den Geschwindigkeitswechselversuch im Wechselmagnetfeld erhaltenen überein.

Anhang

Die kritische Temperatur T_K, oberhalb derer die effektive Schubspannung τ_S gleich Null ist, kann man mit einer Auftragung τ_o / G gegen die Temperatur finden, wobei τ_o die kritische Schubspannung, G der Schubmodul für diese Temperatur ist. Man erhält für $T > T_K$ eine waagerechte Linie [18]. Für die kritische Temperatur von Nickel liegen mehrere Untersuchungen vor [15,16,19,20].

Nach A. Akhtar und E. Teghtsoonian [20] wurde T_K = 500K, nach Nicole Clement und Pierre Coulomb [19] wurde T_K = 300K angegeben. Eine Auftragung von τ_o / G gegen die Temperatur nach den Daten von Mader et al. [16] zeigt Fig. A. Hieraus ist T_K = 500 K zu entnehmen.
In dieser Arbeit wurde dann T_K = 500 K angenommen.

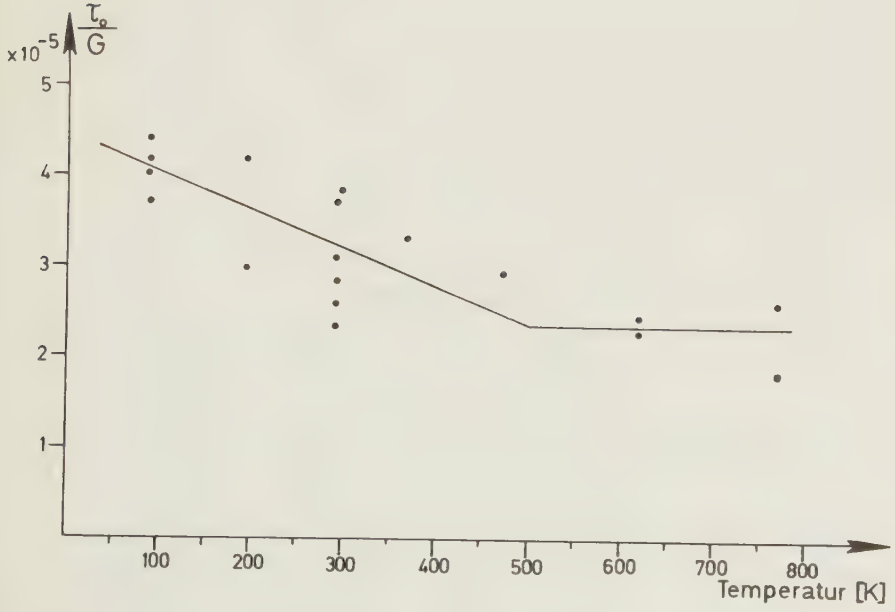


Fig. A Bestimmung der kritischen Temperatur T_K

Literaturangabe

1) W.F. Brown : Phys. Rev. 58, 736 (1940)

2) K.H. Pfeffer : phys.stat.sol. 19, 735 (1967)

3) H. Träuble : in Moderne Probleme der Metallphysik Bd. 2 Herausg. A. Seeger, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg (1966)

4) D. Krause : Z. Phys. 168, 239 (1962)

5) S. Hayashi, S. Takahashi und M. Yamamoto : J. Phys. Soc. Japan 25, 910 (1968)

6) S. Hayashi, S. Takahashi und M. Yamamoto : J. Phys. Soc. Japan 30, 381 (1971)

7) E. Nembach : Phys. Lett. 36A, 25 (1971)

8) S. Hayashi : J. Phys. Soc. Japan 32, 949 (1972)

9) S. Hayashi, M. Yamamoto : Phys. Lett. 42A, 171 (1972)

10) H. Markert und N. Steigenberger : Proceedings of the International Conference of Magnetism S. 523, Moscow (1974)

11) H. Markert, O. Scherber, F.M. Wagner : Scripta Met. 8, 1351 (1974)

12) I.A. Gindin, I.S. Lavrinenko, I.M. Neklyndov: Proceedings of the International Conference of Magnetism, S. 620, Moscow (1974)

13) I.A. Gindin, I.S. Lavrinenko, I.M. Neklyndov : Sov.Phys. Solid State 15, 451 (1973)

14) C.K. Chow, E. Nembach : Phys. Letters 47A, 339 (1974)

15) P. Haasen : Phil. Mag. 3, 384 (1958)

16) S. Mader, A. Seeger, H.M. Thieringer : J. Appl. Phys. 34, 3368 (1963)

17) A. Seeger : Hand-Buch der Physik VII

18) A. Seeger : Phil. Mag. 46, 1194 (1955)

19) N.Clement , P. Coulomb : Phil. Mag. 30, 663 (1974)

20) A. Akhtar, E. Teghlsoonian : Met. Tran. 2, 2757 (1971)

21) H. Kirchner : Ann. Physik 27, 49 (1936)

22) B.P. Cullity : Introduction to Magnetic Materials,Addison Wesley (1972)

23) C.K.L. Davies, V. Sagar, R.N. Stevens : Acta Met. 21, 1343 (1973)

24) P. Feltham, G. Lehmann, R. Moisel : Acta Met. 17, 1305 (1969)

25) E.C. Norman, S.A. Duran : Acta Met. 18, 723 (1970)

26) O. Bostanjogls, R. Liedtke, A. Oelmann : phys.stat.sol.(a) 24, 109 (1974)

27) M. Kersten : Z. Phys. 71, 553 (1931)

28) E. Kneller : in "Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus und der Magnetisierungskurve" herausgegeb. von W. Köster, Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer S. 82-140 (1956)

29) H. Dietrich, E. Kneller : Z. Metallkde. 47, 716 (1956)

30) G.S. Baker, S.H. Carpenter : Trans. Metallurgical AIME 236, 700 (1966)

31) R. Friedrich, G. Kaiser, W. Pedhold : Z. Metallkunde 60, 390 (1969)

32) F. Blaha und B.Z. Langenecker : Naturwissenschaften 20, 556 (1955)

33) M.J. Makin : Phil. Mag. 2, 287 (1958)

34) P. Haasen und A. Kelly : Acta Met. 5, 192 (1957)

35) B.D. Cullity : Introduction to Magnetic Materials, S. 273 Addison Wesley (1972)

36) N.F. Mott : Phil. Mag. 44, 742 (1953)

37) A.H. Cottrell : L'État Solide (S. 421), Brüssel R. Stoops (1952)

38) R.T. Stokes und A.H. Cottrell : Acta Met. 2, 343 (1954)

Herrn Prof. Dr. E. Nembach bin ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit, seine freundliche Hilfsbereitschaft, und die vielen anregenden Diskussionen und Vorschläge zu besonderem Dank verpflichtet.

Herr Prof. P. Haasen und Herr Prof.Dr.R.Labusch haben mir durch Anregungen und Diskussionen sehr geholfen.

Herr Siemers und Herr Martin haben mich bei Überwindung von sprachlichen Schwierigkeiten unterstützt.

Die finanzielle Unterstützung durch den DAAD und die DFG seien dankbar anerkannt.

Lebenslauf

Am 29. Juni 1944 wurde ich als Sohn des Geschäftsmanns Sing Chow und seiner Ehefrau Chiu-Wah in Kanton, China geboren. Im Jahre 1950 sind meine Eltern mit mir nach Hong Kong umgezogen. Ich bin mit der Studentin Shin-Mei geb. Chiang verheiratet.

Nach dem Besuch des Clementi Gymnasiums in Hong Kong begann ich im Sommersemester 1962 mit dem Studium der Physik an der Chinese University of Hong Kong(Physics Department, United College) und in Juli 1967 legte ich die Abschlussprüfung (Bachelor of Science) ab. Im Anschluß daran habe ich zwei Jahre als wissenschaftlicher Assistent im Physics Department des United Colleges gearbeitet.

Im Sommersemester 1969 setzte ich das Studium in Rahmen des Stipendiums von DAAD in Göttingen fort. Im Institut für Metallphysik der Universität Göttingen fertigte ich meine Diplomarbeit "Bestimmung der γ'-Teilchen-Dispersion im Austenitischen Stahl PE16" unter Anleitung von Herrn Professor Dr. E. Nembach an und legte in Oktober 1972 die Diplomprüfung ab. Seitdem arbeite ich am gleichen Institut an der Dissertation "Magnetoplastischer Effekt in Nickeleinkristallen".